

**Erzeugung und Untersuchung von Rückstoßionen
aus dem
Schwerionen-Atom Stoß.**

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Fakultät für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

HEIKE HELLMANN
aus Herne

Bochum 198~~8~~⁷

**Erzeugung und Untersuchung von Rückstoßionen
aus dem
Schwerionen-Atom Stoß.**

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Fakultät für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

HEIKE HELLMANN

aus Herne

Bochum 1986

Dissertation eingereicht am : 31.12.1986

Tag der mündlichen Prüfung : 28. 1.1987

Referent : Prof. Dr. P.H. Heckmann

Korreferent : Prof. Dr. H.-J. Kunze

überblick

In der vorliegenden Arbeit wird die Produktion von Neon-Rückstoßionen im Schwerionenstoß in Abhängigkeit von apparativen und projektilbezogenen Parametern untersucht.

Unter dem Gesichtspunkt möglichst hoher Ausbeuten an langsamen Ionen bei gleichzeitiger guter Trennung der erzeugten Ladungszustände der verschiedenen Isotope wurde ein neuartiger experimenteller Aufbau konzipiert. Seine Merkmale sind sequentielle Beschleunigung der mit einer kleinen elektrischen Feldstärke aus der Wechselwirkungszone extrahierten Ionen und Ladungszustandsselektion in einem doppelt-fokussierendem 180° -Sektormagneten. In den gemessenen Ladungszustandsspektren treten Ne^{q+} -Rückstoßionen mit $q=1$ bis $q=9$ auf, wobei die beiden Isotope bis einschließlich $q=7$ getrennt sind.

Die unter Einzelstoßbedingungen in Abhängigkeit vom Ladungszustand der schweren Projektilen aufgenommenen Spektren liefern durch Vergleich mit entsprechenden Messungen an einem Protonenstrahl Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Rückstoßionen. Es wurden die Stoßsysteme 0.44MeV/amu $\text{Cu}^{p+} + \text{Ne}$ ($p=6, 8, 10, 12$) und 0.05MeV/amu $\text{N}^{2+} + \text{Ne}$ untersucht, Wirkungsquerschnitte für die Bildung von $^{20}\text{Ne}^{q+}$ -Ionen ($q=1$ bis $q=7$) wurden abgeleitet.

Des weiteren wurde der Einfang extern erzeugter nicht thermischer Ionen (mit Energien $E=q \cdot 50\text{eV}$) in eine elektrostatische Falle studiert und erstmals experimentell erfolgreich nachgewiesen.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel	Seite
überblick	
1 Zielsetzung des Experiments und Einführung in die Problemstellung	5
2 Entstehung und Entwicklung der Physik mit Rückstoßionen	13
3 Grundlegende Prozesse bei der Erzeugung von Rückstoßionen	17
4 Experimenteller Aufbau	21
4.1 Anforderungen an den Projektilstrahl	22
4.2 Gastarget	23
4.2.1 Vorüberlegungen	23
4.2.2 Detaillierte Beschreibung des verwendeten Gastargets	26
4.2.3 Auswahlkriterien für Extraktions- und Beschleunigungsspannung	29
4.3 Ladungszustandsanalyse des sekundären Ionenstrahls	38
4.3.1 Separationsmethoden	38
4.3.2 Sektormagnet	40
4.3.3 Abschirmung des magnetischen Randfelds	45
4.3.4 Ladungszustandsseparation in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung	46
4.4 Detektor	51
4.5 Durchführung des Experiments	53

4.6	Diskussion der im Experiment zu erwartenden Rückstoßionen-Spektren	55
5	Untersuchung der Anzahl nachgewiesener Rückstoßionen	59
5.1	Messung von Ladungszustandsspektren	60
5.1.1	Optimierung der apparativen Parameter	60
5.1.2	Gegenüberstellung von berechneten und gemessenen Ladungszustandsspektren	63
5.1.3	Vergleich der in Bochum gemessenen Ladungszustandsspektren des Stoßsystems $X^{q+} + \text{Neon}$ mit denen anderer Autoren	73
5.2	Projektilionen bei Tandemenergien, Messung der Anzahl erzeugter Rückstoßionen in Abhängigkeit:	74
5.2.1	vom Druck im Gastarget	74
5.2.2	von Ladungszustand und Energie des Projektils	79
5.3	Messung mit einem $^{14}\text{N}^{2+}$ -Projektilionenstrahl aus dem 450kV Beschleuniger	82
6	Bestimmung von Wirkungsquerschnitten	87
6.1	Vorstellung verschiedener Meßmethoden	87
6.2	Bestimmung von Wirkungsquerschnitten, apparative Voraussetzungen	90
6.2.1	Variation der Protonenenergie	92
6.2.2	Bestimmung von Wirkungsquerschnitten am Stoßsystem 28MeV $^{63}\text{Cu}^{p+} + \text{Ne}$	94
6.2.3	Bestimmung von Wirkungsquerschnitten am Stoßsystem 700keV $^{14}\text{N}^{2+} + \text{Ne}$	97
6.2.4	Vergleich mit anderen Experimenten	99
7	Vorüberlegungen zur Bestimmung der Lebensdauer metastabiler Niveaus im μs -Bereich	102

7.1	Pulsung des sekundären Ionenstrahls mittels eines elektrischen Quadrupols	104
7.2	Abbremsung der Rückstoßionen in einer Drift- strecke	105
7.3	Vorüberlegungen zum Einfang ladungszustands- selektierter Ionen in eine Ionenfalle	106
7.3.1	Aufbau der verwendeten elektrostatischen Falle	109
7.3.2	Simulationsrechnung der Bahn geladener Teilchen in der Falle, Bahnstabilität und Einfangfenster	115
7.4	Detektor	118
7.5	Durchführung des Experiments	119
8	Einfang von Rückstoßionen in eine elektro- statische Falle	122
8.1	Funktionstest der zusätzlichen Komponenten	122
8.2	Einstelldaten des Pulsgenerators	124
8.3	Abschätzung der im Experiment zu erwartenden Ereignisraten	126
8.4	Einfang extern erzeugter Ionen in den Käfig	127
9	Zusammenfassung und Ausblick	129
10	Literaturverzeichnis	133

Danksagung

1. Zielsetzung des Experiments und Einführung in die Problemstellung

Die Eigenschaften der Atome werden mit einem breiten Spektrum von Methoden unter verschiedenen physikalischen Fragestellungen untersucht. Bei Beschränkung auf die mit Beschleunigern durchgeführten Studien sind insbesondere die bewährte Beam-Foil-Spektroskopie (an schnellen Ionen) und die 1979 begründete Atomspektroskopie an langsamen Rückstoßionen zu nennen.

Bei der Beam-Foil-Spektroskopie (BFS) durchfliegt ein von einem Beschleuniger kommender Ionenstrahl (IB) eine dünne Kohlenstoffolie (C) mit einer typischen Massenbeladung von $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Der Projektilstrahl wird dabei angeregt und der Schwerpunkt der resultierenden Ladungszustandsverteilung zu einem höheren Ionisationsgrad hin verschoben.

Spektren der angeregten Projektilionen werden in der in Abb. 1.a gezeigten Weise mit dem eingezeichneten Monochromator bei festgehaltener Folienposition aufgenommen.

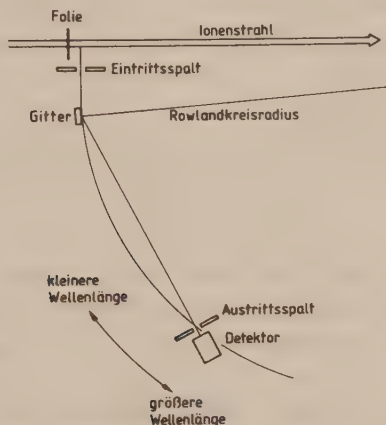


Abb. 1.a: Schematische Darstellung eines experimentellen Aufbaus für BFS [Mül 82], bestehend aus einer Anregungsfolie und einem 2.2m-grazing-incidence-Spektrometer.

Wird die Folie durch ein Gastarget ersetzt, so werden nicht nur die Projektionen bei Stößen mit den Gasatomen, sondern auch die Targetatome selbst durch Wechselwirkung mit dem vom Beschleuniger kommenden Primärstrahl ionisiert und z.T. auch angeregt. Diese Rückstoßionen haben gegenüber dem angeregten schnellen Projekttilstrahl (der bei der Beam-Foil-Spektroskopie untersucht wird) den Vorteil einer nur sehr kleinen mittleren Energie von der Größenordnung 10eV, die von MeV-Ionen bei Stößen mit kleinem Stoßparameter auf das Target übertragen wird [SchG 82]. Das bedingt eine nur sehr kleine Verbreiterung der Spektrallinien aufgrund des Dopplereffekts.

Im Vorfeld dieser Arbeit wurde ein solches Targetspektrum am Stoßsystem 20 MeV Si^{8+} + Neon bei einem Druck in der Gaszelle von abgeschätzt $1.3 \cdot 10^{-5}$ mbar (Abb. 1.b) aufgenommen.

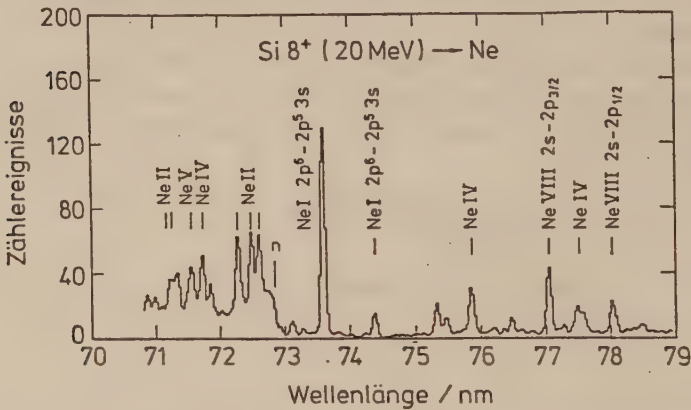


Abb. 1.b: VUV-Spektrum einer Neon-Gaszelle unter Beschuss mit 20 MeV Si^{8+} -Ionen, aufgenommen mit einem 2.2m-grazing-incidence-Spektrometer (vergleiche Abb. 1.a).

Es treten im untersuchten Wellenlängenbereich von 70 nm bis 79 nm Linien der Ne^{q+} -Ladungszustände mit $q=0,1,3,4,7$ auf. Für Ne^{6+} und Ne^{5+} existieren keine Übergänge in diesem Spektralbereich, für Ne^{2+} fällt die einzige in 2. Ordnung hier auftretende Linie zusammen

mit einer des Ions Ne^{7+} in 1. Ordnung.

In diesem Neon-Spektrum werden die sonst auch in BFS-Messungen beobachteten Linien nachgewiesen. Eine solche Untersuchung erlaubt aufgrund des Anregungsmechanismus eine gleichzeitige Betrachtung praktisch aller Ladungszustände, was in der BFS nicht möglich ist.

Neben der Untersuchung der Termfolgen sind auch die Lebensdauern angeregter Niveaus von Interesse.

Eine Standardmethode zur Bestimmung von Abklingkonstanten atomarer Zustände in mehrfach geladenen Ionen ist ebenfalls die Beam-Foil-Spektroskopie (BFS). Das Arbeitsprinzip sei nachfolgend anhand von Abb. 1.a kurz erläutert.

Zur Bestimmung von Lebensdauern wird das Spektrometer auf die Wellenlänge eines von dem interessierenden oberen Niveau ausgehenden Übergangs eingestellt und die Anregungsfolie am Eintrittsspalt des Monochromators vorbeigefahren. Die registrierte Lichtintensität in Abhängigkeit von der Folienposition bzw. der Flugzeit der angeregten Ionen hinter der Folie gibt Aufschluß über das Zeitverhalten des betrachteten Niveaus.

Dieses Verfahren wurde in Bochum bereits zur Bestimmung von Lebensdauern in Bereich von wenigen Pikosekunden bis hin zu etwa 20ns verwendet.

Zur Erfassung von größeren Abklingkonstanten, z.B. solchen im Bereich von 100ns bis 100µs, würde dieses Verfahren mit einem typischen Projektil, z.B. 20MeV Si^{6+} , zu Verschiebewegen der Folie in der Größenordnung von 1m bis hin zu 1km führen. Das ist nicht durchführbar. Realisierbare Wege von bis zu 0.20m erforderten ein drastisches Abbremsen des Projektilstrahls nach der Anregung, was in Bochum nicht möglich ist.

Eine andere Methode zur Untersuchung des Zeitverhaltens angeregter Niveaus verwendet einen gepulsten Projektilionenstrahl zur Anregung von Atomen eines Gastargets. Auf diese Art wurde die Lebensdauer des $1s2s2p^4\text{P}^{\circ}_{5/2}$ -Niveaus in Ne VIII [Sel 77] bestimmt. Das Experiment wurde am UNILAC der GSI ausgeführt unter Ausnutzung der

Pulsrate des Beschleunigers von 27MHz. Die elektronisch gemessene Abklingkonstante beträgt ca. 8.8ns, die Zeit zwischen den Pulsen 37ns, das entspricht ungefähr dem 4.5-fachen der Lebensdauer.

Für die Bestimmung von Lebensdauern metastabiler Niveaus im Bereich von 100ns bis 100µs müßte der in Bochum verfügbare kontinuierliche Projektilstrahl mit 10MHz bzw. 10kHz gepulst werden. Da die durchschnittliche Nachweiswahrscheinlichkeit eines Spektrometers bei 10^{-2} liegt, die Pulsrate gegenüber dem zitierten Experiment aber um einen Faktor 10 bis 10^4 kleiner wäre, würde sich bei gleicher Erzeugung der angeregten Zustände die Meßzeit entsprechend verlängern. Dies könnte zu Untergrundproblemen führen. Weit schwerwiegender ist allerdings, daß die angeregten Ionen in der Gaszelle durch sekundäre Stoßprozesse ohne Emission eines Photons in den Grundzustand übergehen können. Da die Beobachtungszeit für metastabile Ionen sehr lang ist, würde dieser Prozeß eine Messung von Lebensdauern im Mikrosekundenbereich praktisch unmöglich machen.

Zur Bestimmung von Abklingkonstanten dieser Größenordnung ist es daher notwendig, von vornherein einen niederenergetischen Ionenstrahl zu verwenden. Ein solcher Strahl läßt sich aus den, durch die Wechselwirkung eines schnellen Projektilionenstrahls mit den Atomen eines Gastargets gebildeten Rückstoßionen herstellen. Zieht man diese mit Hilfe eines elektrischen Feldes aus dem Target heraus, so steht ein sekundärer Ionenstrahl zur Verfügung, dessen Energie, abgesehen von der beim Stoß mit MeV-Projektilen auf die Ionen maximal übertragenen Energie von etwa 10eV [SchG 82], durch die angelegte Beschleunigungsspannung bestimmt ist.

So erzeugte sekundäre Ionenstrahlen werden seit 1979 von einer wachsenden Zahl von Experimentatoren insbesondere zur Untersuchung von Umladungsphänomenen im Ion-Atom-Stoß verwendet. Die dafür entworfenen Apparaturen sind im allgemeinen auf das speziell zu

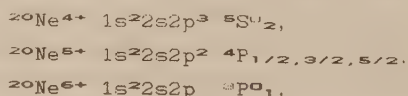
untersuchende Problem zugeschnitten und unterscheiden sich daher sehr. Ferner differieren die -falls überhaupt angegebenen- Einstelldaten apparativer Parameter, wie z.B. die Beschleunigungsspannung, je nach Autor um Größenordnungen.

Im Hinblick auf den Aufbau einer Apparatur zur Herstellung eines sekundären Ionenstrahls ist daher zunächst die Frage zu klären, welche Art von Experimenten geplant ist. Mit den in Bochum befindlichen Beschleunigern (4MV-Tandem- und 450keV-Beschleuniger) stehen Projekttilstrahlen in Energiebereichen zur Verfügung, die anderswo bislang nicht zur Untersuchung von Umladungswirkungsquerschnitten herangezogen worden sind. Des weiteren geht aus der oben geführten Diskussion hervor, daß Rückstoßionen angeregte langsame Ionen sind, mit denen die Bestimmung von Lebensdauern metastabiler Niveaus im μ s-Bereich möglich sein sollte. Die Realisierung dieser Projekte erforderte im Rahmen der vorliegenden Arbeit zunächst den Entwurf eines geeigneten experimentellen Aufbaus, dem Entwicklung und intensive Tests der einzelnen Bauteile folgten.

Ein Grundbaustein der Apparatur ist das Gastarget (Kap. 4.2). Die darin durch Wechselwirkung mit dem Projekttilstrahl gebildeten Rückstoßionen werden mittels eines elektrischen Feldes extrahiert. Die Untersuchung von Umladungsprozessen ist dann besonders aussagekräftig, wenn sie in Bezug auf den Ladungszustand der erzeugten Rückstoßionen erfolgt, d.h. der sekundäre Ionenstrahl mit einem geeigneten Separator analysiert wird (Kap. 4.3). Ladungszustandsspektren wurden mit einem Channeltron (Kap. 4.4) aufgenommen. Systematische Untersuchungen der Anzahl der erzeugten Rückstoßionen in Abhängigkeit von den Parametern des Aufbaus (Kap. 5.1) und des Projekttilstrahls (Kap. 4.1, 5.2, 5.3) führen zu einer nach Auflösungsvermögen und Ausbeute leistungsstarken Apparatur, die vielseitig verwendbar ist. Damit wurden Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Ne-Rückstoßionen bestimmt (Kap. 6)

und theoretischen Aussagen (Kap. 3) gegenübergestellt. Zur Erfassung von Abklingkonstanten ist der vorgestellte Aufbau um einige Komponenten zu erweitern. Die Extraktion und Selektion von Rückstoßionen führt auf eine Energie von ca. $E = qe 200V$. Lebensdauern τ im Bereich von $(1-100)\mu s$ entsprechen damit Wegstrecken von $(0.04-4.0)m$ für $q=1$ und $m=20amu$ ($amu=atomare\ Masseneinheit=1.66043 \cdot 10^{-27}kg$). Herkömmliche Detektoren gestatten die Beobachtung nur auf einer Länge bis zu ungefähr $0.20m$, schränken also die Auswahl zu untersuchender Ionen und metastabiler Niveaus in diesem Beispiel auf $\tau \cdot |q| \leq 4.5\mu s$ ein. Zur Untersuchung langlebiger Zustände muß daher die Verweilzeit der Ionen in einem definierten Volumen künstlich erhöht werden. Zu diesem Zweck wurde eine Ionenfalle (Kap. 7.3) entwickelt, die zusammen mit vorgeschalteten Elementen zur Pulsung (Kap. 7.1) und leichten Abbremsung (Kap. 7.2) des sekundären Ionenstrahls zum erstenmal den Einfang extern erzeugter nicht thermischer Ionen in einen elektrostatischen Käfig (Kap. 8) ermöglicht. Die vorliegende Arbeit schafft die Grundlage für weitergehende Experimente und eröffnet den Ausblick auf die Möglichkeiten, an verschiedenen Rückstoßionen tatsächlich Lebensdauern zu messen.

Das Fernziel der Experimentreihe, in die diese Arbeit einzuordnen ist, ist somit die Untersuchung des Zeitverhaltens metastabiler Zustände. Solche existieren, wie nachfolgend ausgeführt, u.a. in verschiedenen Ionisationsstufen des Neon. Deshalb ist die vorliegende Arbeit in der Hauptsache auf dieses Targetgas bezogen. Die interessierenden Niveaus in Neon sind:



Die Termschemata der zugehörigen Ionen sind in den Abb. 1.c,d,e dargestellt. Welche Zerfallskanäle den genannten Anregungszuständen offenstehen, wird im fol-

genden exemplarisch am Niveau $^{20}\text{Ne}^{5+} 1s^2 2s 2p^2 \ ^4P$ diskutiert.

Es handelt sich hierbei um ein Fünf-Elektronen-System. Der Grundzustand ist $1s^2 2s^2 2p \ ^2P_{1/2,3/2}$. Die erste angeregte Konfiguration lautet: $1s^2 2s 2p^2$. Die Parentterme dazu sind $1s^2 2p^2 \ ^1D, \ ^1S, \ ^3P$. Die Ankopplung eines 2s-Elektrons liefert dann die Zustände $^2P, \ ^2S, \ ^2D$ bzw. 4P . Entsprechendes gilt für höhere Anregungsstufen. Die angeregten Konfigurationen des $^{20}\text{Ne}^{5+}$ -Ions spalten daher auf in ein Dublett- und ein Quartett-Termsystem. Im Gültigkeitsbereich der LS-Kopplung muß für Übergänge die Auswahlregel $\Delta S=0$ erfüllt sein. Es wären somit nur solche innerhalb der einzelnen Systeme, aber nicht zwischen Dublett- und Quartettzuständen erlaubt. Da aber LS-Kopplung nie rein vorliegt, tritt Mischung verschiedener Multiplizitäten (intermediäre Kopplung) auf, die eine Wahrscheinlichkeit für $\Delta S \neq 0$ -Übergänge ungefähr proportional zu Z^{10} für $\Delta n \neq 0$ bzw. zu Z^7 für $\Delta n = 0$ zur Folge hat. Z bezeichnet die Kernladungszahl, n die Hauptquantenzahl. Das Niveau $1s^2 2s 2p^2 \ ^4P$ ist also nicht stabil, sondern kann zum Grundzustand $1s^2 2s^2 2p \ ^2P$ zerfallen. Die zugehörige Übergangswahrscheinlichkeit ist für Neon ($Z=10$) klein und daher die Lebensdauer des 4P -Zustands groß.

Theoretischen Rechnungen [DanT 78] zufolge betragen die Lebensdauern der $^4P_{1/2,3/2,5/2}$ -Niveaus $\tau(^4P_{1/2})=42\mu\text{s}$, $\tau(^4P_{3/2})=322\mu\text{s}$, $\tau(^4P_{5/2})=101\mu\text{s}$.

Entsprechendes gilt für das $^6S_{5/2}$ -Niveau in $^{20}\text{Ne}^{4+}$ bzw. das $^3P_{0,1}$ -Niveau in $^{20}\text{Ne}^{6+}$. Die berechneten Lebensdauern betragen $\tau(^6S_{5/2})=156\mu\text{s}$ [CheK 79] und $\tau(^3P_{0,1})=50.6\mu\text{s}$ [NusS 79], bzw. $\tau(^3P_{0,1})=58.5\mu\text{s}$ [MühN 76].

Die wahren Lebensdauern dieser metastabilen Zustände im Vergleich zu theoretischen Vorhersagen zeigen die Zuverlässigkeit der Rechnungen für Zerfallskanäle auf, die aufgrund der Abweichungen von z.B. reiner LS-Kopplung überhaupt erst geöffnet werden. Für relativ niedrig geladene Ionen ist die Theorie besonders unsicher.

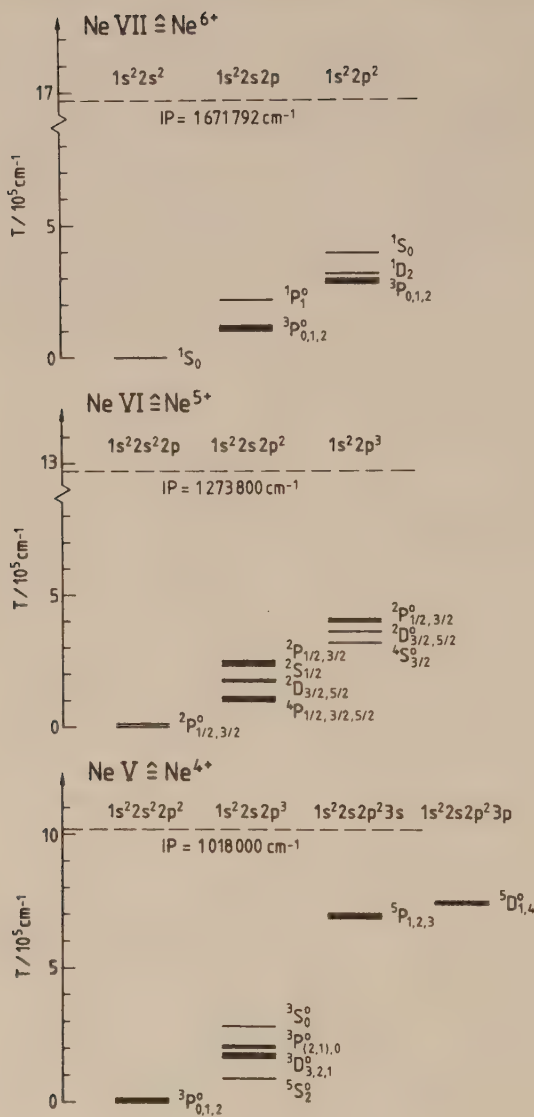


Abb. 1.c,d,e: Termschemata der Ionisationszustände: $2e\text{Ne}^{4+}$ (c), $2e\text{Ne}^{5+}$ (d), $2e\text{Ne}^{6+}$ (e) [KelP 73]; IP bezeichnet das Ionisationspotential.

2. Entstehung und Entwicklung der Physik mit Rückstoßionen

Erste Hinweise auf Umladungsprozesse im Gastarget und damit verbunden auf die Erzeugung von Rückstoßionen wurden schon recht früh gefunden. Die Untersuchung dieses Phänomens erfolgte aber lange Zeit nur als Nebenprodukt völlig anderer physikalischer Fragestellungen.

Eine erste Beobachtung teilten Carbone et al. [CarF 56] im Jahre 1956 mit. Sie analysierten die beim Stoß $\text{Ar}^+ + \text{Ar}$ mit Energien im keV-Bereich gestreuten Projektilionen (Abb. 2.a) und wiesen diese in den Ladungszuständen Ar^{p+} von $p=0$ bis $p=7$ nach; ähnliche Messungen anderer Autoren [FulJ 57, SpiK 76] folgten.

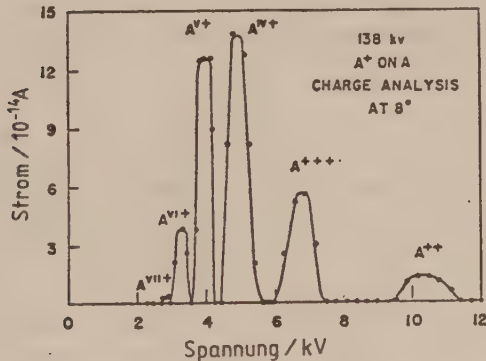


Abb. 2.a: Elektrostatisch analysierte Ladungszustände der unter 8° gestreuten Projektilionen [CarF 56].

Erst zwölf Jahre später, 1968, wurde eine erste systematische Untersuchung durchgeführt.

McCaughy et al. [McCK 68] variierten den Ladungszustand des Primärstrahls beim Stoßsystem 200keV $\text{Ne}^{p+} + \text{Ne}$ von $p=0$ bis $p=2$. Die beobachtete Zahl der emittierten Elektronen (Abb. 2.b) und damit verbunden die Ionisation im Target stieg mit wachsendem Ladungszustand des

Projektils an.

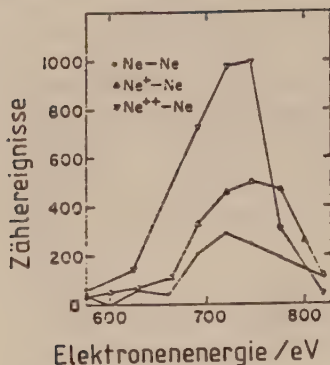


Abb. 2.b:

Verteilung der Elektronenenergie in Abhängigkeit vom Ladungszustand des Projektils [McCK 68].

Der nächste Schritt führte zur Beobachtung der Target-Röntgenstrahlung. Die ersten diesbezüglichen Veröffentlichungen erschienen 1972 von Macdonald et al. [MacW 72] und Mowat et al. [MowP 72]. Sie wiesen eine starke Abhängigkeit der Intensität der K- und L-Strahlung vom Projektilladungszustand (Abb. 2.c) nach.

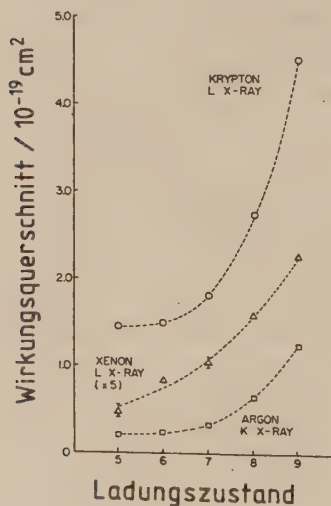


Abb. 2.c:

Ausbeute der K- und L-Strahlung in Abhängigkeit vom Ladungszustand des Projektils [MacW 72].

Bis 1977 fanden alle derartigen Untersuchungen im Rahmen der allgemeinen Stoßphysik statt.

In diesem Jahr erschien eine Arbeit von Sellin und Mitarbeitern [SelE 77], die den Untertitel: Rückstoß-

ionen-Spektroskopie' trägt und somit diese Ionen zum ersten Mal zum Hauptgegenstand eines spektroskopischen Experiments erhebt. Darin wird das erste UV-Spektrum eines durch einen Ionenstrahl angeregten Gastargets präsentiert. Das mit einem 2.2m-grazing-incidence-Monochromator am Stoßsystem 1.5MeV/amu $S^{12+} + Ne$ gemessene Spektrum (Abb. 2.d) enthält nahezu alle Linien, die auch schon früher in Beam-Foil-Spektren beobachtet wurden. Der mittlere Ladungszustand des Projektilstrahls beträgt $p=12+$.

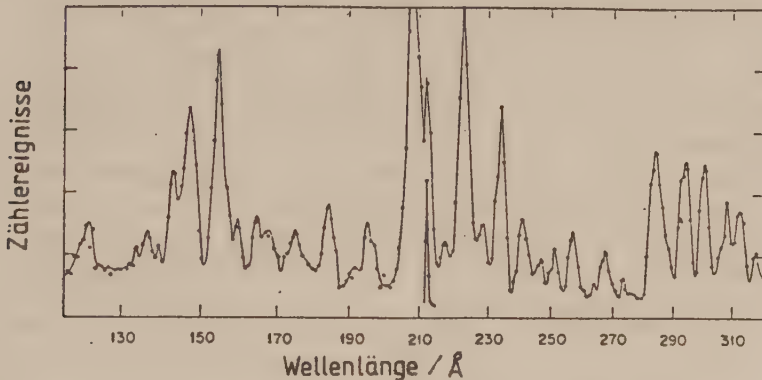


Abb. 2.d: Spektrum des Stoßsystems 1.5MeV/amu $S^{12+} + Ne$, aufgenommen mit einem 2.2m-grazing-incidence Monochromator [SelE 77].

Allerdings ist die spektrale Auflösung bei Beobachtung der langsamen Targetionen aufgrund der kleineren Dopplerverbreiterung wesentlich besser als bei Messungen am angeregten schnellen Projektilstrahl.

Bis zum Jahr 1979 wurde die Umladung im Gastarget durch Beobachtung der umgeladenen Projektilionen, der emittierten Elektronen bzw. der emittierten Röntgen- und UV-Strahlung untersucht.

Welcher Mechanismus in den Stößen eine entscheidende Rolle spielt, konnte so allerdings nur ansatzweise geklärt werden. Ebenso waren die Versuche einer theoretischen Beschreibung wenig erfolgreich.

3. Grundlegende Prozesse bei der Erzeugung von Rückstoßionen.

Rückstoßionen werden erzeugt durch die Wechselwirkung zwischen einem von einem Beschleuniger kommenden Projektilstrahl und den Atomen eines Gastargets. In einem solchen aus Projektilion-Gasatom bestehenden Stoßsystem sind grundsätzlich drei Ionisationsprozesse möglich.

Ein Projektilion durchfliegt das Targetgas und ionisiert dieses

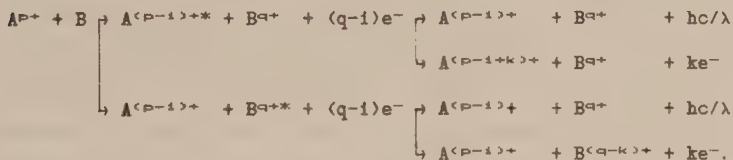
- ohne Änderung seines ursprünglichen Ladungszustands
- durch Einfang eines oder mehrerer Elektronen.
- unter Verlust von Elektronen.

Ein solcher Stoß ist beschrieben durch:



dabei ist das Projektilion mit A^{p+} und das Target mit B bezeichnet.

Ferner muß berücksichtigt werden, daß sowohl das Projektil- als auch das Gasion nach dem Stoß angeregt sein kann. Die Rückkehr in den Grundzustand erfolgt entweder durch Emission elektromagnetischer Strahlung oder strahlungslos durch Emission von Elektronen (Auger-Prozeß). Die allgemeine Darstellung eines solchen Stoßprozesses lautet:



Bei der Wechselwirkung treten im einzelnen folgende Prozesse auf: direkte Anregung und/oder Ionisation, Elektroneneinfang, teilweise mit Anregung verbunden, sowie Einfang-(Transfer-)Ionisation.

Die erzeugten Rückstoßionen haben im Gegensatz zum in

Kapitel 1 erwähnten angeregten schnellen Projektilstrahl der Beam-Foil-Spektroskopie den Vorteil einer nur sehr kleinen mittleren Energie E_{R} , welche sich anhand der Formel

$$E_{\text{R}} = \frac{4 \cdot 10^{-4} \cdot (p^2 \cdot q^2)}{m_{\text{R}} \cdot E_{\text{P}} \cdot b^2} \quad ,$$

die einer theoretischen Berechnung [SchG 82] entstammt, näherungsweise berechnen läßt. Dabei bezeichnen p, q den Ladungszustand von Projektil- und Rückstoßion, m_{R} die Masse des Rückstoßions in amu, E_{P} die Energie pro Masseneinheit des Projektils in MeV/amu und b den Stoßparameter in a_0 ($a_0 = 0.053 \text{ nm}$ der Bohrsche Radius). Die Energie E_{R} der Rückstoßionen ergibt sich dann in eV. Sie beträgt z.B. für das Projektil $^{28}\text{MeV} \approx \text{Cu}^{12+}$, den Stoßparameter $b = 0.6 a_0$ (Neon L-Schalenradius) und das Rückstoßion $^{20}\text{Ne}^{10+}$ nur 1.8 eV.

Je nach Energie E bzw. Relativgeschwindigkeit v der beiden Stoßpartner dominieren unterschiedliche Mechanismen im Umladungsprozeß. Neben der Geschwindigkeit v beeinflussen auch der Ladungszustand p des mehrfach geladenen Projektilions und die Zahl der Elektronen im System die Stoßdynamik. Die Ionenladung hat die Rolle eines Skalierungsfaktors. Sie tritt daher in Kombination mit der Geschwindigkeit in den Entwicklungskoeffizienten der Theorie auf.

In der theoretischen Beschreibung [JanP 85] der beim Stoß wirksamen Umladungsmechanismen ist es allgemein üblich, drei Bereiche der Relativgeschwindigkeit v bezogen auf die atomare (Bohrsche) Geschwindigkeit $v_0 = 2.188 \cdot 10^6 \text{ m/s}$

$$v/v_0 \gg 1$$

$$v/v_0 \approx 1$$

$$v/v_0 \ll 1$$

zu unterscheiden.

Im Bereich $v/v_0 \gg 1$ ist der dominante Mechanismus die Coulombwechselwirkung der gebundenen Elektronen des Targetatoms mit dem Kerncoulombfeld des Projektilions.

Der plötzliche Impulsübertrag durch das sich zeitlich am Ort des Targetatoms stark ändernde Coulombfeld des Projektilions führt zu direkten Übergängen von Targetelektronen sowohl ins Kontinuum als auch in nichtbesetzte Zustände des Target- bzw. Projektilions. Bei großen Stoßparametern überwiegt direkte Coulombionisation ohne Einfang von Elektronen ($i=0$). Daraus resultiert eine monotone Abnahme höherer Rückstoßionen-Ladungszustände. Bei Elektroneneinfang aus dem Target ($i \neq 0$) werden Bereiche kleinerer Stoßparameter überstrichen. Dort ist die Wechselwirkung zwischen den Targetelektronen und dem Coulombfeld des Projektils wesentlich größer, was zu Mehrfachionisation führen kann. In der Ladungszustandsverteilung der Rückstoßionen tritt eine deutliche Verschiebung zu höheren Ionisationsgraden hin auf. In Stößen, in denen zwei oder mehr Elektronen eingefangen werden, liegt der Schwerpunkt der zugehörigen Verteilung bei Ionisationsgraden, die nahezu dem doppelten der Zahl der eingefangenen Elektronen entsprechen. Es gehen also Elektronen aus dem Stoßsystem verloren.

Für $v/v_0 \ll 1$ wird der Umladungsprozeß theoretisch durch das quasimolekulare Bild beschrieben. Darin formen Projektil und Targetatom für sehr kurze Zeit ein Quasimolekül. Unter entsprechenden Bedingungen ist es dann möglich, daß Elektronen von einem Stoßpartner zum anderen hinüberwechseln. Der Elektronentransfer erfolgt über Kopplungen zwischen molekularen Orbitalen. Je größer die Annäherung zwischen den beiden Stoßpartnern ist, desto stärker werden auch Elektronen innerer Schalen in den Stoßprozeß mit einbezogen. Die darin erzeugten Löcher werden nachgefüllt unter Emission von Photonen oder Auger-Elektronen. So kann auch in diesem Fall der Ionisationsgrad der Rückstoßionen höher sein, als der Zahl der in das Projektil eingefangenen Elektronen entspricht.

Im Bereich $v/v_0 \approx 1$ sind die Beiträge beider darge-

stellter Reaktionsmechanismen von gleicher Größenordnung. Aus diesem Grund ist eine theoretische Beschreibung schwierig, und es liegen daher -mit Ausnahme einiger ausgewählter Stoßsysteme, z.B. $H^+ + H$, $H^+ + He$, o.ä.- keine Rechnungen zu Umladungswirkungsquerschnitten vor. Das gilt insbesondere für Stöße zwischen Vielelektronen-Projektionen und/oder Targetatomen.

Bei der Wechselwirkung zwischen Projektion und Targetatom treten, wie schon eingangs ausführlich erläutert, grundsätzlich drei Prozesse auf:

- Ionisation des Targets (Ionisation)
- Elektroneneinfang vom Target (Capture)
- Elektronenverlust des Projektils (Stripping).

Die relative Größenordnung der jeweiligen Wirkungsquerschnitte wird in der nachfolgenden Abbildung 3.a für den Elektroneneinfang im Stoßsystem $O^{7+} + He$ [KnuH 83] deutlich. Die eingezeichneten Wirkungsquerschnitte (σ) für Eielektroneneinfang (σ_c), Ionisation (σ_i), sowie allgemein für den Elektronenverlust vom Target (σ_L) $\sigma_L = \sigma_c + \sigma_i$, und vom Projektil (σ_s) sind theoretisch ermittelt. Experimentelle absolute Wirkungsquerschnitte sind nur in wenigen Fällen und für wenige Stoßenergien bekannt

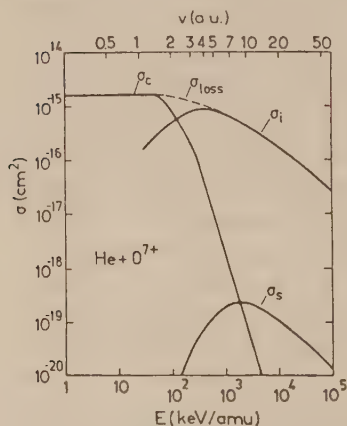


Abb. 3.a:
Berechnete Wirkungsquerschnitte für Elektroneneinfang (σ_c), Ionisation (σ_i) und Elektronenverlust des Projektils (σ_s) in Abhängigkeit von der massebezogenen Projektilenergie.

4. Experimenteller Aufbau

Die Untersuchung von Lebensdauern metastabiler Niveaus in verschiedenen Ionisationsstufen des Neon ist entsprechend den Betrachtungen in Kap. 1 nur mit Hilfe eines langsamen Ionenstrahls durchführbar. Wie ein solcher Strahl mit Rückstoßionen praktisch herstellbar ist und von welchen physikalischen Parametern er abhängt, wird in diesem und dem nachfolgenden Kap. 5 erläutert.

Niederenergetische, teilweise angeregte Rückstoßionen werden durch Umladungsprozesse bei der Wechselwirkung zwischen einem von einem Beschleuniger kommenden Projektilstrahl und den Atomen eines Gastargets erzeugt. Um eine hohe Ausbeute an Ionen in den gewünschten Ladungszuständen zu erzielen, sind an den Primärstrahl sowie an den Aufbau des Gastargets die in den Kap. 4.1 und 4.2.1 erörterten Anforderungen zu stellen. Die für die Extraktion der Ionen aus der Reaktionszone sowie für die Fokussierung des so erhaltenen sekundären Ionenstrahls notwendige Anordnung wird in Kap. 4.2.2 diskutiert.

Der erzeugte Rückstoßionenstrahl soll nach Ladungszuständen getrennt werden. Grundsätzliche Überlegungen dazu sowie die detaillierte Beschreibung des verwendeten Analysators sind in Kap. 4.3 wiedergegeben. Die extrahierten und nach Ionisationsgrad selektierten Rückstoßionen werden mit dem in Kap. 4.4 dargestellten Channeltrondetektor nachgewiesen.

Das allgemeine Verfahren zur Aufnahme von Ladungszustandsspektren der mit dem aus den vorgenannten Bauteilen bestehenden Aufbau erzeugten Rückstoßionen wird in Kap. 4.5 geschildert.

Sowohl aus der Diskussion des Gastargets, inklusive Extraktion, als auch der des Separators ergeben sich Randbedingungen für deren Betrieb. Welche Ladungszustandsspektren unter den gegebenen Voraussetzungen im Experiment zu erwarten sind, wird in Kap. 4.6 dargestellt.

4.1 Anforderungen an den Projektilstrahl

Um möglichst viele und hochionisierte Rückstoßionen herzustellen, ist es nach allgemeiner Ansicht erforderlich, einen energiereichen und hochgeladenen Primärionenstrahl zu verwenden. Übertragen auf die Möglichkeiten in Bochum heißt das, ein Projektil auszuwählen, das bei maximaler Terminalspeisung des Tandembeschleunigers von 4MV diesen zu einem hohen Prozentsatz im Ladungszustand 6+ verläßt. Dieser Strahl kann dann nachgestriipt werden, sodaß insgesamt Projektil in den Ladungszuständen 6+ bis 14+ zur Verfügung stehen. Das erfordert hohe Ströme aus der Ionenquelle des Tandem, die z.B. für die Elemente Cu und Ni erreichbar sind. Folgende Ströme stehen am Experimentaufbau zur Verfügung:

$$^{63}\text{Cu}^{6+} : I_B \approx 2\mu\text{A}$$

$$^{63}\text{Cu}^{10+} : I_B \approx 1\mu\text{A}$$

$$^{63}\text{Cu}^{14+} : I_B \approx 130\text{nA}$$

Die Energie bzw. Relativgeschwindigkeit beim Stoß beträgt für diese Projektil:

$$28\text{MeV } ^{58}\text{Ni}^{6+} \rightarrow v_{Ni} = 9.65 \cdot 10^6 \text{ m/s} \rightarrow v_{Ni}/v_D = 4.41$$

$$^{63}\text{Cu}^{6+} \rightarrow v_{Cu} = 9.26 \cdot 10^6 \text{ m/s} \rightarrow v_{Cu}/v_D = 4.23$$

Beim ebenfalls verwendeten 450kV-Beschleuniger beträgt das maximal Mögliche in Bezug auf Energie und Ladungszustand:

$$1.2\text{MeV } ^{14}\text{N}^{3+} \rightarrow v_N = 4.07 \cdot 10^6 \text{ m/s} \rightarrow v_N/v_D = 1.86$$

Der erreichbare Primärstrom ist hierbei allerdings sehr klein; als wesentlich günstiger auch hinsichtlich einer längeren Betriebsdauer erweist sich:

$$0.7\text{MeV } ^{14}\text{N}^{2+} \rightarrow v_N = 3.02 \cdot 10^6 \text{ m/s} \rightarrow v_N/v_D = 1.38$$

In Bochum sind daher Messungen im Bereich $1 < v/v_0 < 5$ durchführbar. Für diesen Geschwindigkeitsbereich liegen bisher die wenigsten theoretischen Berechnungen vor; dies gilt insbesondere für Stöße zwischen Vielelektronen-Ionen und -Atomen. Es liegen für diesen Fall noch keine berechneten Umladungswirkungsquerschnitte vor. Welche Umladung mit den zur Verfügung stehenden Projektilen erreichbar ist, zeigt sich erst im Experiment.

4.2 Gastarget

4.2.1 Vorüberlegungen

Um eine hohe Ausbeute an hochgeladenen Rückstoßionen zu erzielen, sind die nachfolgend erläuterten Anforderungen an das Gastarget zu stellen.

Für die Erzeugung von Rückstoßionen spielt nur der Bereich der Wechselwirkung zwischen dem Projektilionenstrahl und den Gasatomen eine Rolle. Dieser ist im Wesentlichen identisch mit Länge und Durchmesser des Primärionenstrahls, denn nur hier erfolgt Ionisation.

Je höher der Druck und damit verbunden die Teilchenzahldichte in der Reaktionszone ist, desto höher ist die Ausbeute an Rückstoßionen. Der Netto-Ionisationswirkungsquerschnitt σ_n für die Erzeugung von Neon-Rückstoßionen beträgt ungefähr $\sigma_n \approx 5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ ([SchB 81] für ein Projektil der Energie 1.1 MeV/amu im Ladungszustand $p=12+$). Die Produktionswahrscheinlichkeit PW je Längeneinheit ist proportional dem Produkt aus Gasdruck und Wirkungsquerschnitt σ_F und beträgt näherungsweise $PW \approx (1.24 \cdot 10^4 / \text{m}) (p / \text{mbar})$. Dem steht gegenüber, daß die Rückstoßionen in sekundären Stoßprozessen mit Gasatomen

Elektronen einfangen -der Einfangwirkungsquerschnitt beträgt ca. $\sigma_E \approx 10^{-15} \text{ cm}^2$ [GorD 83], die Wahrscheinlichkeit $CW \approx (0.25 \cdot 10^4 / m) (p / \text{mbar})$ -, wodurch sich ihr anfänglicher Ionisationsgrad vermindert. Für die angestrebte Untersuchung metastabiler Niveaus in mittleren Ionisationszuständen von Neon werden die im Target erzeugten Rückstoßionen aus der Reaktionszone herausgezogen. Da sich bei steigendem Druck die mittlere freie Weglänge -für Neon gilt $l = (7 \cdot 10^{-5} / p) (m / \text{mbar})$ - verringert und somit die Rekombinationsrate, d.h. der durch Umladungsprozesse verursachte Übergang von hohen in niedrige Ladungszustände anwächst, ist darauf zu achten, daß der Druckgradient entlang der Extraktionsstrecke möglichst groß und der Druck im Außenraum niedrig ist.

Zur Untersuchung von Umladungsprozessen sind verschiedene Typen von Gastargets in Gebrauch.

Sehr häufig verwendet wird eine nahezu geschlossene Gaszelle. Hierbei tritt der Primärstrahl durch Folien hindurch in die das Targetgas bei einem einstellbaren Druck enthaltende Zelle ein bzw. aus dieser heraus. Dieses Target hat keine lokalisierte Zone hohen Drucks; zudem strömt das Gas durch die einzige vorhandene Öffnung -die Extraktionsöffnung- in den Außenraum aus. Der Anteil dieser Öffnung am gesamten Gasausfluß könnte durch Entfernen der Folien vermindert werden, jedoch stiege dann auch der Gasanfall im Außenraum an, was evtl. differentiell Pumpen erforderlich machte. Beide genannten Punkte führen zu hohen Rekombinationsraten und damit verbunden zu kleinen Ausbeuten an hohen und mittleren Ladungszuständen. Ferner verändern die Folien den Ionisationsgrad des Projektils, sodaß zwischen diesem und der Ladungszustandsverteilung der erzeugten Rückstoßionen keine eindeutige Zuordnung mehr möglich ist. Dieses Target ist für das geplante Experiment nicht geeignet.

Eine andere Möglichkeit ist die Verwendung eines Jet-Gastargets. Aufgrund der speziellen Düsenform ist eine

kleine Zone hohen Gasdrucks, z.B. $p=2\text{mbar}$, herstellbar. Das führt natürlich auch zu hohen Ausbeuten an Rückstoßionen. Zum Abtransport des großen Gasanfalls in der Kammer ist differentiell Pumpen notwendig. In der ersten Pumpstufe ist der Druck in 10mm Entfernung vom Target zwar schon auf ca. 10^{-2}mbar abzusenken und entsprechend niedriger kann er in der folgenden Stufe sein, jedoch erleidet ein in der Wechselwirkungszone erzeugtes Rückstoßion auf dem Weg in den Außenraum aufgrund der kleinen mittleren freien Weglänge mehrere Stöße. Durch die damit verbundene große Rekombinationsrate gehen die für die angestrebte Untersuchung benötigten hohen und mittleren Ionisationszustände in niedrige über.

Bei Verwendung einer einfachen Gaskanüle ist die erzielbare Targetdicke im Vergleich zum Jet-Gastarget klein. Der aus der Hohlneedle austretende Gasstrahl hat auch keinen Fokuspunkt wie bei der Laval Düse des Jets, sondern der Druck nimmt mit der Entfernung von der Ausströmöffnung ab. Aufgrund des geringen Gasanfalls ist kein differentiell Pumpen erforderlich. Der Weg der Ionen von der Wechselwirkungszone in den Außenraum ist kurz. Sorgt man zusätzlich durch geeignete Dimensionierung des Targets dafür, daß lediglich ein kleiner Prozentsatz des Gases in Extraktionsrichtung ausströmt, so ist die mittlere freie Weglänge der Ionen wesentlich größer als beim diskutierten Jet-Gastarget. Die dadurch bedingte geringe Rekombinationsrate ist günstig für Experimente an Rückstoßionen mittlerer bis hoher Ladungszustände. Deshalb wird im Hinblick auf die hier geplante Untersuchung ein Gastarget mit Gaskanüle verwendet.

4.2.2 Detaillierte Beschreibung des verwendeten Gastargets

Entsprechend den Vorüberlegungen im voranstehenden Abschnitt wird für das Gastarget eine Hohlneedle verwendet. Bei Drucken zwischen $8 \cdot 10^{-7}$ mbar und $4 \cdot 10^{-6}$ mbar in der Meßkammer strömt das Gas in Hochvakuum aus. Gilt für das Produkt aus Gasdruck p und Innendurchmesser d der Nadel $p \cdot d < 10^{-2}$ mbar cm, so handelt es sich um eine molekulare Gasströmung [WutA 82]. Die Knudsenzahl $K_N = l/d$, wobei l die mittlere freie Weglänge bezeichnet, ist für diesen Bereich größer als 1. Eine molekulare Gasströmung ist dadurch charakterisiert, daß die Wechselwirkung der Gasteilchen untereinander aufhört und die Partikel in Wesentlichen nur noch Stöße mit den Gefäßwänden erfahren [Mül 61]. In diesem Bereich kann die Druckverteilung hinter der Gasnadel wie folgt (Abb. 4.2.2.a) berechnet werden [Cla 30, Cla 62, PraD 69, SteS 78].

Ein Röhrchen mit Radius R und Länge L verbinde zwei Behälter mit den Drucken p_1 und p_2 , bzw. den Dichten n_1 und n_2 .

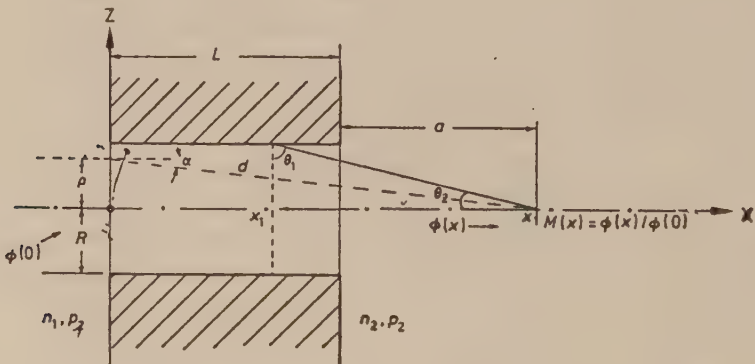


Abb. 4.2.a: Schematische Darstellung eines Röhrchens mit Radius R und Länge L , das zwei Kammern unterschiedlicher Drücke verbindet.

Der Gasfluß $\phi(x)$ entlang der Mittellinie, bezogen auf den anfänglichen Fluß $\phi(0)$, ($M(x)=\phi(x)/\phi(0)$), besteht aus zwei Anteilen (4.2.I): Gaspartikel, die direkt das Rohr durchqueren und solche, die Stöße an den Wänden erleiden.

$$M(x) = \frac{1-N_0}{(x-L)^2/R^2+1} + \frac{1-N_0}{x^2/R^2+1} + \frac{(2N_0-1)}{L/R} \left(\tan^{-1} \left(\frac{x}{R} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{x-L}{R} \right) \right) \quad 4.2.I$$

$$\text{mit} \quad N_0 = \frac{1+L/2R-L^2/(2R^2 \cdot \sqrt{L^2/R^2+4})}{1+2/L^2/R^2+4} \quad 4.2.II$$

Der Fluß entlang der Mittellinie berechnet sich zu

$$\phi(x) = \phi(0) \cdot M(x) \quad 4.2.III$$

Mit $\phi(0)=n_1 \cdot v/4$ und entsprechend $\phi(x)=n_2' \cdot v$ folgt für die Dichte im Gasstrahl

$$n_2' = n_1 / 4 \cdot M(x) \quad 4.2.IV$$

Dazu kommt noch die Winkelverteilung des Gasflusses. Für die in einen Winkel θ ausströmenden Partikel werden zwei Fälle unterschieden:

- 1- $0 < \theta < \arctan(2R/L)$, d.h. die Ausströmöffnung ist maßgebend.
- 2- $\theta > \arctan(2R/L)$, d.h. die Öffnung trägt nicht bei.

Der Fluß in einen Winkel θ ($\phi(\theta)$ bezogen auf den axialen Fluß $\phi(0)$) läßt sich allgemein beschreiben durch

$$M'(\theta) = F(R/L, \theta) \cdot \cos \theta, \quad 4.2.V$$

wobei die Funktion $F(R/L, \theta)$ in beiden Fällen unterschiedlich ist.

In der Praxis interessiert jedoch die Verteilung des Flusses bzw. die Gasdichte bezüglich der radialen Distanz z von der Mittelachse x (vgl. Abb. 4.2.2.a) im Abstand $a=x-L$ vom Ende des Röhrchens. Durch Transformation von x, θ in a, z (in Formel 4.2.II, V) ergibt sich nach einigen Umrechnungen die Formel

$$n_z' = M(a, z) \cdot M'(a, z) \cdot p_1 / 4kT. \quad 4.2.VI$$

Für eine Nadel der Länge $l=51\text{mm}$ und mit dem inneren Durchmesser $d=0.2\text{mm}$ ergibt sich näherungsweise die in Abb. 4.2.b gezeigte Gasverteilung.

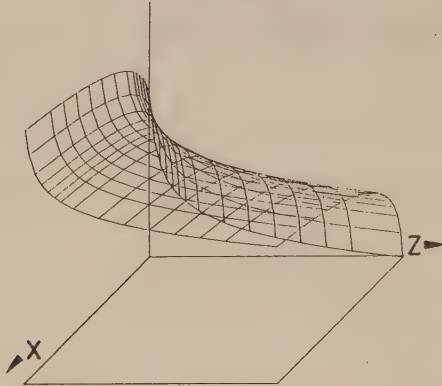


Abb. 4.2.b: Berechnete Gasverteilung hinter der Nadel

Da Molekularströmung dann vorliegt, wenn für das Produkt aus Gasdruck und Rohrdurchmesser $p \cdot d < 10^{-2} \text{ mbar cm}$ gilt, folgt für eine Kanüle mit $d=0.2\text{mm}$ als obere Grenze des Gasdrucks: $p < 2\text{mbar}$. Bei 0.1mbar bis 2mbar vor der Nadel kann der Druck dahinter für das Ausströmen in Hochvakuum abgeschätzt werden. Gemittelt über einen Bereich von ca. $4\text{mm} \times 4\text{mm}$ direkt unter dem Gasauslaß ist er näherungsweise um den Faktor 10^4 reduziert, die Targetdicke entspricht dann ungefähr 10^{10} Atomen/ cm^2 .

Strömt das Gas hingegen aus der Nadel mittig in eine nahezu geschlossene Zelle, deren seitliche Wände sehr dicht an die Kanüle heranreichen, so können diese die nach außen wegströmenden Gasmoleküle zurückstreuen. Dadurch wird bei gleichem Druck vor der Nadel die Targetdicke im Vergleich zum freien Ausströmen erhöht. Bei hohen Vordrücken liegt dann im Target mutmaßlich auch keine Molekularströmung mehr vor. Eine Berechnung der Targetdicke ist unter diesen Gegebenheiten nicht

möglich, beide Effekte können zu Nichtlinearitäten in der Relation von Vordruck zu Targetdicke führen.

Dies hat Konsequenzen auf die Erzeugung von Rückstoßionen. Kann das Gas frei aus der Nadel in Hochvakuum ausströmen, so ist die Targetdicke wie bereits dargestellt näherungsweise zu berechnen. Unterhalb eines bestimmten Drucks ist die Einzelstoßbedingung erfüllt, d.h. jedes Targetatom erfährt nur einen einzigen Stoß. Die dabei in der Wechselwirkung mit dem Projektil erfahrene Umladung bleibt erhalten. Sie gibt Aufschluß über die Anzahl der in verschiedenen Ladungszuständen erzeugten Rückstoßionen in Abhängigkeit von den Eigenschaften des Projektils. Oberhalb dieses Drucks erleidet das in der primären Wechselwirkung umgeladene Targetion weitere Stöße mit Targetatomen. Es fängt dabei Elektronen ein, sein ursprünglicher Ionisationsgrad wird reduziert. Eine so erhaltene Ladungszustandsverteilung von Rückstoßionen läßt nur noch bedingt Rückschlüsse auf das Projektil zu, da mittlere und niedrige Ionisationszustände überrepräsentiert sind.

4.2.3 Auswahlkriterien für Extraktions- und Beschleunigungsspannung

Die durch die Wechselwirkung eines Ionenstrahls mit den Atomen eines Gastargets erzeugten Rückstoßionen sollen durch ein elektrisches Feld aus der Reaktionszone herausgezogen werden.

Deshalb besteht das Target aus zwei an einem Ring befestigten Elektroden, zwischen die zentral das Gas einströmt (Abb. 4.2.c). Die Gasnadel ist geerdet, und an den Blenden liegt jeweils die positive bzw. negative Extraktionsspannung U_{EX} an. In dieser Anordnung werden

Feldstörungen sowohl durch die Nadel als auch die Extraktionsöffnung verursacht. Je kleiner deren Durchmesser verglichen mit denen der Elektroden ist, desto weniger beeinflussen sie das elektrische Feld. Der Innendurchmesser des Rings, d.h. der aktive Teil der Extraktionsblenden mißt 42mm, ihr Abstand 14mm. Die Verwendung von netzförmigen Extraktionselektroden erlaubt ungehindertes Ausströmen des Targetgases ins Hochvakuum. Bei Drucken von $0.1 \cdot 10^{-4}$ mbar bis $1.5 \cdot 10^{-4}$ mbar im Target beträgt die mittlere freie Weglänge λ der Neon-Ionen $\lambda = 9.5$ m bzw. $\lambda = 0.6$ m. Die Einzelstoßbedingung ist daher erfüllt.

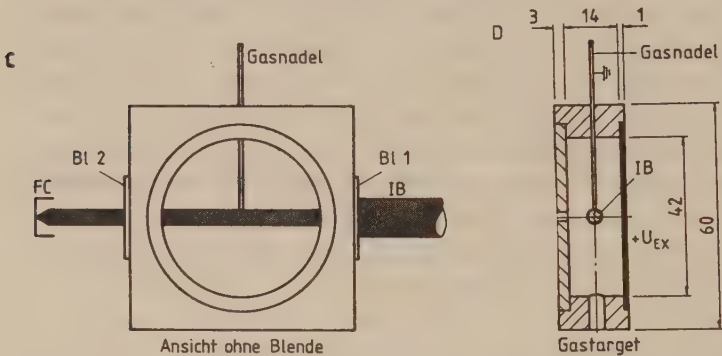


Abb. 4.2.c,d: Ansicht des verwendeten Gastargets: c-ohne Blende, d-von der Seite (Maße in mm), IB=Ionenstrahl, FC=Faradaycup, $\pm U_{EX}$ =Extraktionsspannungen

Der vom Beschleuniger kommende Projektilstrahl durchquert das Target entlang der Mittellinie (Abb. 4.2.d), sein Durchmesser ist durch zwei Blenden (Bl1, Bl2) auf 4mm begrenzt. Da die Gasnadel 2mm über der Mitte angebracht ist, durchfliegt der Primärstrahl den Bereich der größten Targetdichte.

Die Breite des durch Blenden begrenzten Primärstrahls verursacht eine Energieverschmierung der extrahierten Rückstoßionen. Ausgehend von der auf Nullpotential liegenden Mittelebene beträgt die von den Ionen zurück-

zulegende Entfernung bis zur Öffnung in der Extraktionsblende 7mm und der Radius des Primärstrahls 2mm. Die maximale Änderung des auf das Ion wirkenden Potentials beläuft sich auf $|\Delta U_{E_{\infty}}| = 2/7 \cdot U_{E_{\infty}}$, das sind 28.6%, also rund 30% der angelegten Extraktionsspannung. Ferner ist die beim Stoß mit einem Projektilionenstrahl der Energie $E < 100 \text{ MeV}$ auf die Ionen übertragene Energie von maximal 10eV zu berücksichtigen. Extrahierte Ionen im Ladungszustand q weisen daher Energien E_q im Bereich.

$q \cdot e \cdot (U_{E_{\infty}} - \Delta U_{E_{\infty}}) - 10 \text{ eV} \leq E_q \leq q \cdot e \cdot (U_{E_{\infty}} + \Delta U_{E_{\infty}}) + 10 \text{ eV}$
auf.

Der Einfluß dieser Verschmierung auf die den einzelnen Ionisationszuständen zuzuordnenden Energiebereiche wird in Tabelle 4.2.e deutlich.

Im Falle hoher Extraktionsfeldstärken schieben sich für Ladungszustände $q \geq 3$ die zu den verschiedenen Ionen gehörenden Energien immer stärker übereinander. Eine Trennung dieser Ionen mit Hilfe eines Energieseparators wird dadurch für niedrige Ionisationsgrade schwierig und für hohe gänzlich unmöglich.

Diese Schwierigkeiten verschwinden, wenn die Ionen mit einer nur kleinen Feldstärke aus dem Target herausgezogen und daran anschließend nachbeschleunigt werden. Bei einer Extraktionsspannung $U_{E_{\infty}}$ von z.B. $U_{E_{\infty}} = \pm 20 \text{ V}$ und einer Beschleunigungsspannung von z.B. $U = -200 \text{ V}$ erreichen die Rückstoßionen unterschiedlicher Ladungszustände die in Tabelle 4.2.f zusammengestellten Energien.

Die verschiedenen Ladungszustände sind in Bezug auf ihre Energie jetzt vollständig getrennt und sollten mit einem geeigneten Analysator separierbar sein.

Zur Nachbeschleunigung der Ionen genügt zwar eine einfache Blende als Elektrode, jedoch ist der aus dem Gastarget extrahierte sekundäre Ionenstrahl divergent. Um über möglichst viele Rückstoßionen für weitere Experimente zu verfügen, werden die aus dem Target herausgezogenen Ionen mittels einer elektrostatischen Einzellinse auf die Eintrittsöffnung des Ladungs-

Tab. 4.2.e: Maximale und minimale Energie eines Ions im Ladungszustand q in Abhängigkeit von der angelegten Extraktionsspannung.

q	U_{Ex}/V	$\Delta U_{Ex}=0.3 \cdot U_{Ex}$	$E_{q \max, \min}/eV$
1	1000	300	1310 - 690
2		600	2610 - 1390
3		900	3910 - 2090
6		1800	7810 - 4190
7		2100	9110 - 4890
8		2400	10410 - 5590
1	20	6	36 - 4
2		12	62 - 18
3		18	88 - 32
6		36	166 - 74
7		42	192 - 88
8		48	218 - 102

Tab. 4.2.f: Maximale und minimale Energie eines Ions im Ladungszustand q bei der Extraktionsspannung $U_{Ex} = \pm 20V$ und der Beschleunigungsspannung $U = -200V$.

q	U_{Ex}/V	$\Delta U_{Ex}=0.3 \cdot U_{Ex}$	U/V	$E_{q \max, \min}/eV$	$\Delta E/E_{sol1}/\%$
1	20	6	200	216 - 184	16.0
2		12		422 - 372	11.2
3		18		628 - 572	8.7
4		24		834 - 766	8.5
5		30		1040 - 960	8.0
6		36		1246 - 1154	7.7
7		42		1452 - 1348	7.4
8		48		1658 - 1542	7.3
9		54		1864 - 1736	7.1
10		60		2070 - 1930	7.0

separators fokussiert. Eine Einzellinse besteht aus drei Blenden, von denen die beiden äußeren auf gleichem Potential liegen. Sie ist daher vergleichbar einer

Kombination zweier dicker Linsen der klassischen Optik, wobei jeweils zwei nebeneinanderliegende Blenden eine Linse bilden. Es handelt sich also dabei um ein symmetrisches System.

Die Hauptebenen und Brennweiten können in grober Näherung mit Hilfe der Standardformeln [Dah 73] bestimmt werden. Die Berechnung ist nachfolgend skizziert.

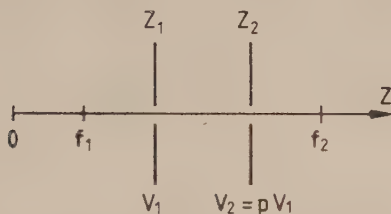


Abb. 4.2.g: Darstellung einer Linse, die aus zwei Blenden an den Orten z_1 und z_2 besteht.

Es gilt für die Hauptebenen H und Brennweiten f der in Abb. 4.2.g gezeigten Anordnung:

$$\begin{aligned} (z_1 - H_1)/f_1 &= 0.5 \cdot (1 - 1/\sqrt{p}) & \text{mit } f_1 &= L \cdot q \cdot 1/\sqrt{p}, \\ (H_2 - z_2)/f_2 &= 0.5 \cdot (1 - \sqrt{p}) & \text{mit } f_2 &= L \cdot q, \end{aligned}$$

wobei L den Blendenabstand $L = z_2 - z_1$ und $p = V_2/V_1$ das Verhältnis der anliegenden Spannungen angibt. q ist definiert als $q = (8/3) \cdot (1/\sqrt{p} - 1) \cdot (1 - 1/p)^{-1}$.

Bei Erweiterung dieses Systems auf drei Blenden (Abb. 4.2.h) können dann wieder je zwei als eine Linse betrachtet werden.

Die erste Linse besteht also aus den Blenden an den Orten z_1 und z_2 , die zweite aus denen bei z_2 und z_3 . Die Abstände der Elektroden sind äquidistant und die Potentiale der beiden äußeren nach Maßgabe für eine Einzellinse gleich.

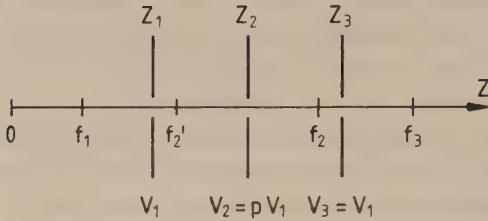


Abb. 4.2.h: Schematische Darstellung einer Linse, die aus drei Blenden an den Orten z_1 , z_2 , z_3 besteht.

Für die Hauptebenen H und Brennweiten f gilt entsprechend:

$$\begin{aligned} (z_1 - H_1)/f_1 &= 0.5 \cdot (1 - 1/\sqrt{p'}) & \text{mit } f_1 &= L \cdot q \cdot 1/\sqrt{p'} \\ (H_2 - z_2)/f_2 &= 0.5 \cdot (1 - \sqrt{p'}) & \text{mit } f_2 &= L \cdot q \\ (z_2 - H_2')/f_2' &= 0.5 \cdot (1 - 1/\sqrt{p''}) & \text{mit } f_2' &= L \cdot q' \cdot 1/\sqrt{p''} \\ (H_3 - z_3)/f_3 &= 0.5 \cdot (1 - \sqrt{p''}) & \text{mit } f_3 &= L \cdot q' \end{aligned}$$

Die Parameter p bzw. p' sind definiert als $p = V_2/V_1$, bzw. $p' = V_3/V_2 = V_1/V_2 = 1/p$. Entsprechend gilt $q' = q/\sqrt{p'}$ und $f_2' = f_2$ bzw. $f_3 = f_1$.

Allgemein wird die Brennweite eines Linsensystems nach

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_a} + \frac{1}{f_b} - \frac{H_a - H_b}{f_a f_b} \quad \text{berechnet.}$$

für den vorliegenden Fall gilt daher

$$\begin{aligned} \frac{1}{f} &= \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2'} - \frac{H_2' - H_1}{f_1 f_2'} & \text{bzw.} \\ \frac{1}{f} &= \frac{1}{f_2} + \frac{1}{f_3} - \frac{H_3 - H_2}{f_2 f_3} \end{aligned}$$

Einsetzen der Ausdrücke für die Brennweiten und Hauptebenen liefert nach einigen Umformungen die Brennweite des Gesamtsystems in Abhängigkeit vom Abstand L und vom Verhältnis der Potentiale $p = V_2/V_1$ der Elektroden

$$f = L \cdot \frac{(64/21)}{-p\sqrt{p'} + (22/7)p - \sqrt{p}/7 - 4 + 1/\sqrt{p'} + 6/(7 \cdot p) + (1/(7 \cdot p \cdot \sqrt{p}))}$$

In der Tabelle 4.2.1 sind für einige Werte des Parameters p die Quotienten von Brennweite f zu Blendenabstand L eingetragen.

Tab.4.2.1: Berechnete Brennweiten f -normiert auf den Blendenabstand L - in Abhängigkeit vom Parameter p .

p	f/L	p	f/L	p	f/L
0.25	1.0	2.00	6.9	3.50	3.1
0.50	4.7	2.17	6.0	3.75	3.0
0.75	30.1	2.25	5.3	4.00	3.0
1.00	∞	2.50	4.4	4.25	3.0
1.25	56.8	2.75	3.9	4.50	3.1
1.50	18.2	3.00	3.5	4.75	3.3
1.75	10.0	3.25	3.2	5.00	3.6

Ausgedehnte Berechnungen von Einzellinsen wurden von Harting und Read [HarR 76] durchgeführt. Sie behandeln auch den Spezialfall der Verwendung einer Einzellinse als Zoomlinse, mit der näherungsweise die Herstellung eines Parallelstrahls möglich sein sollte. Aus den berechneten Zoomlinsenkurven (Abb. 4.2.j) kann dann je nach Verhältnis von Entstehungsort der Ionen (P) zum Abstand der Blenden (L) das zugehörige Verhältnis der Elektrodenspannungen entnommen werden.

Beim vorliegenden Gastarget beträgt $P/L \approx 6$ und entsprechend der Definition einer Einzellinse $V_3/V_1 = 1$, damit folgt für das Verhältnis der an der mittleren bzw. äußeren Blende anliegenden Spannungen $V_2/V_1 \approx 2.8$ bzw. $V_2/V_1 \approx 0.5$ bei Herstellung eines Parallelstrahls und $V_2/V_1 \approx 5$ bzw. $V_2/V_1 \approx 0.3$ bei $P/L = Q/L = 6$ (siehe Abb. 4.2.j).

Die im Experiment im Hinblick auf größtmögliche Transmission durchgeführte Einstellung der Einzellinse ist in Kap. 5.1.1 beschrieben. Das Ergebnis sei an dieser Stelle vorweggenommen, es beträgt $V_2/V_1 \approx 2.1$. Die Fokuspunkte liegen näherungsweise in der Mitte des Gastargets bzw. am Eintritt in den zur Ladungszustandsselektion verwendeten Magneten.

Die Abschätzung mit Hilfe der Formeln der Klassischen Optik liefert für das Verhältnis $f/L = 6$ den Wert

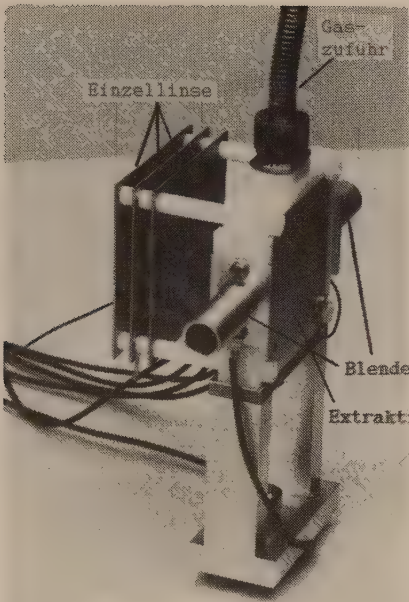


Abb. 4.2.1:

Foto des Gastargets.

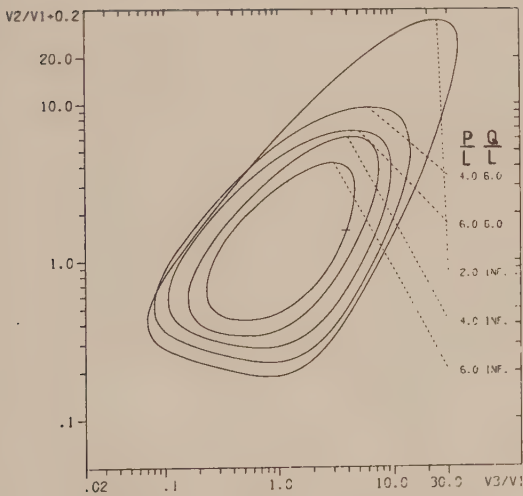


Abb. 4.2.j:

Berechnete Zoomlinsenkurve

(HarR 76), P/L bzw. Q/L

geben die Gegenstands-

bzw. Bildweite in Einheiten

des Blendenabstands L der

Einzellinse an. Es gilt:

$V_1 = V_3 = U_{EZA}$, $V_2 = U_{EZM}$.

4.3 Ladungszustandsanalyse des sekundären Ionenstrahls

4.3.1 Separationsmethoden

Zur Durchführung der geplanten Experimente ist es notwendig, die aus dem Gastarget extrahierten Rückstoßionen nach Ladungszuständen zu trennen. Eine solche Selektion kann grundsätzlich entweder durch ein elektrisches oder ein magnetisches Feld durchgeführt werden.

Ein elektrisches Feld trennt Ionen nach ihrer Energie. Da aber im vorliegenden Fall die durch die Wechselwirkung mit dem Primärstrahl erzeugten Rückstoßionen durch ein statisches elektrisches Feld aus der Reaktionszone abgesaugt werden, ist ihre Energie im Wesentlichen bestimmt durch das Produkt aus dem Ladungszustand q und der anliegenden Extraktionsspannung U_{Ext} : $E = q \cdot U_{\text{Ext}}$. Aus diesem Grund ist eine Trennung der Ionisationszustände in einem weiteren elektrischen Feld, das eine Kraft proportional zu qU ausübt, nicht möglich.

So ist unter den oben beschriebenen Gegebenheiten die Ablenkung in einem Plattenkondensator lediglich abhängig vom Verhältnis der beiden Spannungen und nicht von Masse und/oder Ladungszustand des Ions.

In einem magnetischen Feld hingegen erfolgt eine Trennung der Ionen nach Impuls, d.h. im vorliegenden Fall nach Masse und Ionisationsgrad, was z.B. in Massenspektrometern Anwendung findet. Die Arbeitsweise einer solchen Anordnung ist sehr einfach darzustellen. Ausgehend vom Kräftegleichgewicht:

Lorentzkraft = Fliehkraft

$$q \cdot e \cdot \vec{v} \times \vec{B} = \frac{m \cdot v^2}{R}$$

ergibt sich unter der Voraussetzung $\vec{v} \perp \vec{B}$ und der Beziehung $v = \sqrt{2E/m}$ mit $E = q \cdot e \cdot U$ sowie Vernachlässigung der beim Primärstoß auf das Ion übertragenen Energie von abgeschätzt $E_{\text{Recoil}} \ll 10 \text{ eV}$, die im Verhältnis zu der durch das Ion der Ladung q bei der Extraktion mit einer

Spannung U aufgenommenen Energie sehr klein ist, die Gleichung

$$B = \frac{m \cdot v}{q \cdot e \cdot R} = \sqrt{\frac{2 \cdot q \cdot e \cdot U \cdot m^2}{m \cdot q^2 \cdot e^2 \cdot R^2}} \rightarrow B = \sqrt{\frac{2 \cdot m \cdot U}{q \cdot e \cdot R}}$$

Sind Sollbahnradius R und Extraktionsspannung U konstant, so werden Ionen im Magnetfeld B gemäß $B \sim \sqrt{m/q}$ abgelenkt. Das Ladungszustandsspektrum der erzeugten Rückstoßionen läßt sich somit durch Variation des Magnetfelds, d.h. durch Änderung des Spulenstroms eines Elektromagneten abtasten. Alle Ionen, die nicht auf der Sollbahn fliegen, werden ausgeblendet und erreichen nicht den Detektor.

Für das dargestellte Experiment bietet sich ein doppelt fokussierender 180° -Sektormagnet an, da er zum einen günstig für die Geometrie der vorhandenen Meßkammer ist und zum anderen durch die Umlenkung um 180° , d.h. quasi Umkehrung der Flugrichtung der extrahierten Rückstoßionen dafür sorgt, daß der Detektor nicht das Target sieht. In der Wechselwirkung zwischen Projektilstrahl und Gasatomen werden auch Photonen erzeugt, die andernfalls das Meßsignal des auch für UV-Strahlung empfindlichen Channeltrons verfälschen könnten.

Ein 90° -Magnet ist aufgrund der vorhandenen Meßkammer nicht einsetzbar.

Ein Wien-Filter, bestehend aus einer Kombination von elektrischem und magnetischem Feld, ist für unsere Zwecke nicht geeignet. Dieser Separator ist so konzipiert, daß ein Ion im gewünschten Ladungszustand durch entsprechende Einstellung der Felder das Filter ohne Änderung seiner Bahn passiert. Somit können, wie bereits diskutiert, auch Photonen aus der Wechselwirkungszone im Gastarget in den Detektor gelangen und das Signal verfälschen.

4.3.2 Sektormagnet

Der zur Ladungszustandsseparation benutzte 180° -Sektormagnet (Abb. 4.3.a) ist von doppelt fokussierendem Typ.

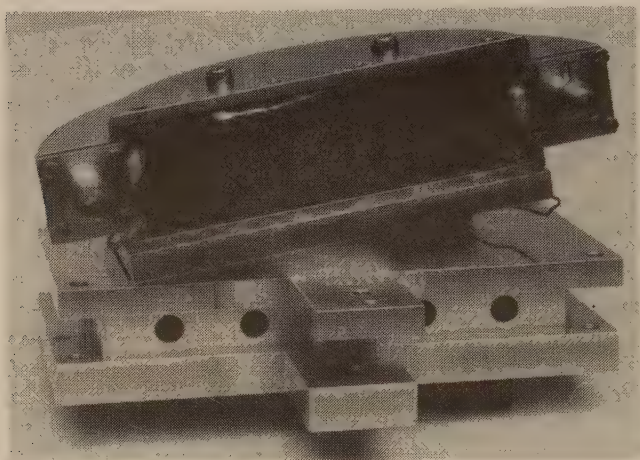


Abb. 4.3.a: Foto des im Experiment eingesetzten Elektromagneten

Bei kleinen Auslenkungen des Ions von der Sollbahn treten Kräfte auf, die es wieder in Richtung auf den Sollkreis hin zurücktreiben [Kol 62]. Für ein Ion auf dem Sollkreis R_0 liefert die Lorentzkraft die erforderliche Zentripetalkraft. Ein Magnet ist doppelt fokussierend unter der Voraussetzung, daß in der Umgebung des Sollkreises (R_0) die Zentrifugalkraft $m \cdot v^2/R$ proportional zu $1/R$ und das Magnetfeld $B(R)$ und damit die Lorentzkraft $q \cdot e \cdot v \cdot B(R)$ schwächer als $1/R$ mit wachsendem R abfällt. Die Bedingung lautet [Kol 62]:

$$0 > \frac{R}{B} \cdot \frac{\delta B}{\delta R} > -1 .$$

Stellt man den Feldabfall in erster Näherung durch eine lineare Abhängigkeit dar, wobei n den Feldindex bezeichnet, so gilt:

$$B(R) = (1-n \frac{\Delta R}{R_0}) \cdot B(R_0) \text{ mit } 0 < n = \frac{R_0}{B_0} \frac{\Delta B}{\Delta R} < 1 .$$

Die Wirkungsweise ist anschaulich in Abb. 4.3.b dargestellt.

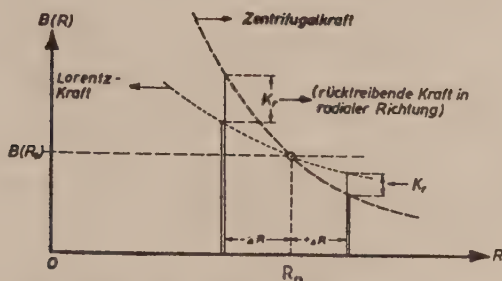


Abb. 4.3.b: Entstehung der rücktreibenden Kraft in radialer Richtung.

Außerhalb des Sollkreises, an der Stelle $R_0 + \Delta R$, überwiegt die Lorentzkraft die Zentrifugalkraft; innerhalb des Sollkreises, an der Stelle $R_0 - \Delta R$, ist die Zentrifugalkraft größer als die Lorentzkraft. In jedem Fall unterliegt ein Ion einer Kraft $K = m \cdot v^2 / R - q \cdot e \cdot v \cdot B(R)$ in Richtung auf den Sollkreis hin. Zur Fokussierung in axialer Richtung ist es hinreichend, daß die Kraftflußdichte in radialer Richtung mit zunehmendem Radius abnimmt. Der hier zur Ladungszustandsselektion benutzte Magnet [Man 83] hat das in den Abb. 4.3.c gezeigte Aussehen. Der äußere bzw. innere Radius eines Polschuhs beträgt $R_a = 100 \text{ mm}$ bzw. $R_i = 70 \text{ mm}$, der Sollbahnradius $R_0 = 85 \text{ mm}$. Mit Hilfe einer Hall-Sonde wurde das radiale Magnetfeld beginnend bei $R = 70 \text{ mm}$ (Anfang des Polschuhs) über $R = 100 \text{ mm}$ (Ende des Polschuhs) bis $R = 220 \text{ mm}$ (weit außerhalb des Magneten) bei verschiedenen Spulenströmen, d.h. verschiedenen Magnetfeldstärken (Abb. 4.3.d,e) aufgenommen.

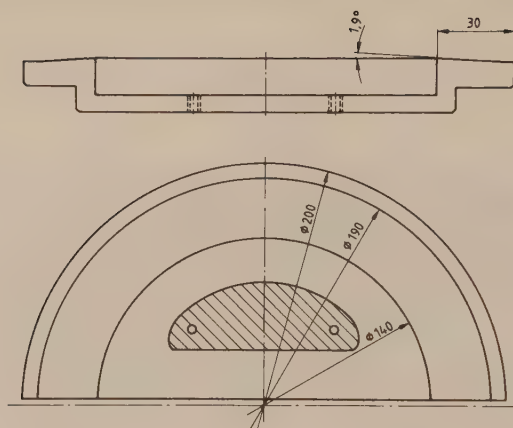


Abb. 4.3.c: Darstellung eines Polschuhs des verwendeten Magneten
(Maße in mm), der Spulenkern ist schraffiert angedeutet
[Man 83].

Aus der Messung des radialen Magnetfelds zwischen den Polschuhen kann unter Annahme eines linearen Kurvenverlaufs in der Umgebung der Sollbahn der Parameter n (Feldindex) (Tab. 4.3.f) berechnet werden.

Tab. 4.3.f: Berechnung des Fokussierungsparameters n (Feldindex).

I / mA	R=76mm	R=85mm	R=94mm	n
	B / mT	B / mT	B / mT	
705	79.2	75.6	72.0	0.45
500	67.5	64.5	61.4	0.45
310	45.9	43.8	41.5	0.47
170	25.8	24.9	23.7	0.40

Die Bedingung $0 < n < 1$ ist erfüllt; der Magnet ist doppelt fokussierend.

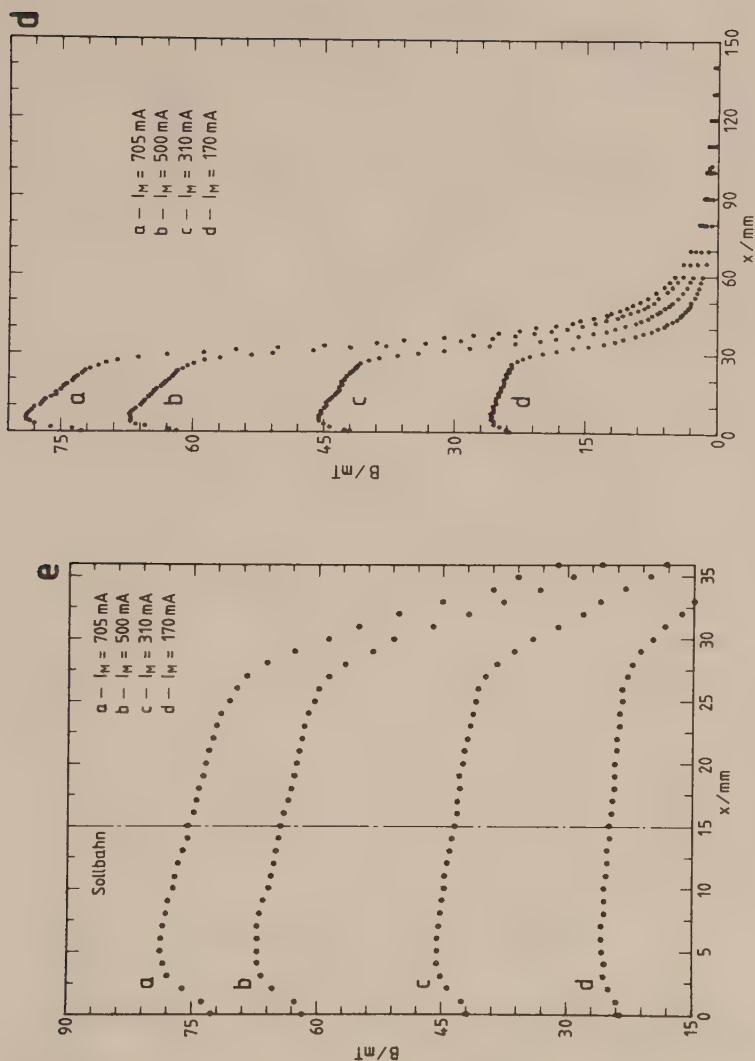


Abb. 4.3.d,e: Radialabhängigkeit des Magnetfelds bei verschiedenen Spulenströmen I_M ; Magnetfeld zwischen den Polschuhen: $x=0\text{mm}$ -innerer Rand, $x=15\text{mm}$ -Sollbahnradius, $x=30\text{mm}$ -äußerer Rand, $x>30\text{mm}$ -Außenfeld. Messung: d-bis zur Entfernung $x=150\text{mm}$, e-bis zur Entfernung $x=35\text{mm}$ (Ausschnitt von d).

Wie bereits im vorhergehenden Abschnitt ausgeführt, trennt ein Magnet Ionen verschiedener Massen und Ladungszustände gemäß $B \sim \sqrt{m/q}$. Die Analyse der Ladungszustandsverteilung der im Gastarget erzeugten und daraus extrahierten Rückstoßionen erfolgt durch Variation des Magnetfelds über die Änderung des Spulenstroms I_M des Elektromagneten. In Abb. 4.3.g ist die auf der Sollbahn des Magneten gemessene Feldstärke B gegen den Spulenstrom I_M aufgetragen.

Dargestellt ist eine Hälfte der Hysteresisschleife, die für diesen Weicheisenmagneten sehr schmal ist. Die mit $I_{M>}$ bzw. $I_{M<}$ bezeichnete Kurve entspricht der Messung, in der der Spulenstrom von 0A bis zur maximalen Stromstärke 1A anwächst bzw. von 1A bis 0A abnimmt. Die Magnetfeldstärke steigt, bei $I_M=0A$ beginnend, zunächst bis $I_M=400mA$ steil an. Im anschließenden Bereich von $400mA \leq I_M \leq 600mA$ wird die Kurve deutlich flacher und verläuft dann bis 1A mit wesentlich geringerer Steigung. Die dort erreichte maximale Magnetfeldstärke beträgt ca. $B=85mT$. Sie könnte zwar durch größere Spulenströme noch erhöht werden, jedoch wird bereits bei einem Stromfluß von 1A der Magnet nach ca. 30min Betriebsdauer an Luft sehr warm. Da der Magnet insbesondere im Vakuum betrieben werden soll, ist, um ein Durchschmoren der Wicklungen zu verhindern, darauf zu achten, daß bei Dauerbetrieb eine maximale Stromstärke von $I_M=850mA$ nur für kurze Zeit überschritten wird.

Da im Experiment die Ladungszustandsspektren der Rückstoßionen in Abhängigkeit vom Spulenstrom aufgenommen werden, gehört zu jeder auftretenden Linie ein Stromwert. Mit Hilfe der in Abb. 4.3.g aufgetragenen Kalibrierungskurve läßt sich jedem Stromwert eine Magnetfeldstärke B zuordnen, die, wie im nachfolgenden Abschnitt (Kap. 4.6) ausgeführt, eine Identifikation der Linie erlaubt.

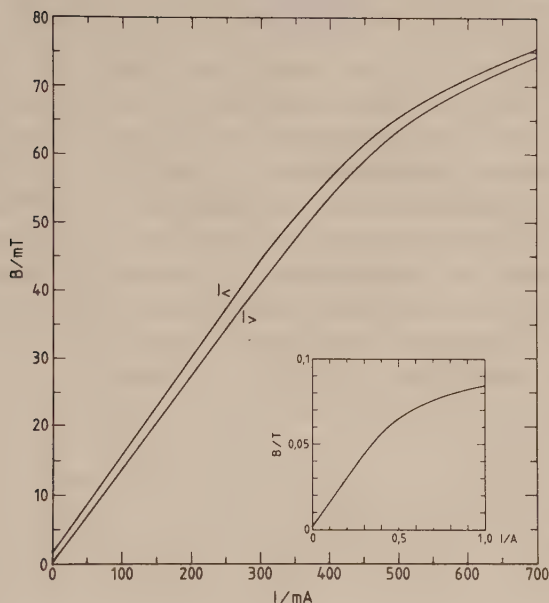


Abb. 4.3.g: Abhängigkeit der Magnetfeldstärke vom Spulenstrom.

4.3.3 Abschirmung des magnetischen Randfeldes

Der Einfluß des Magneten auf den sekundären Ionenstrom beginnt nicht erst mit dem Eintritt der Rückstoßionen zwischen die Polschuhe, sondern erstreckt sich weit in den Raum hinein. Der Verlauf dieses Randfeldes ist, ausgehend vom inneren Rand der Polschuhe bis weit außerhalb des Magneten, in Abb. 4.3.d dargestellt. Bei Annäherung an den Magneten werden die Rückstoßionen durch das Außenfeld von der Sollbahn weg abgelenkt und gehen größtenteils verloren. Um saubere Versuchsbedin-

gungen zu schaffen, ist es daher notwendig, dieses Randfeld abzuschirmen. Aus diesem Grund befindet sich an der Stirnseite des Magneten im Abstand von 5mm eine Weicheisenplatte, die das Feld nach außen hin stark abschwächt. Sie verringert auf den ersten Millimetern allerdings auch die Feldstärke zwischen den Polschuhen. Um diesen Effekt auszugleichen, reichen die Weicheisenröhrchen, durch die die Rückstoßionen vom Außenraum durch die Weicheisenplatte zum Magneten fliegen, nur bis auf 1mm an diesen heran. Dieses zusätzliche Randfeld soll die durch die Abschirmung hervorgerufene Abschwächung der magnetischen Feldstärke zwischen den Polschuhen ausgleichen.

4.3.4 Ladungszustandsseparation in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung

Wie in den voranstehenden Abschnitten ausführlich dargelegt, wird die durch Wechselwirkung mit dem Projektilstrahl erzeugte Ladungszustandsverteilung der Rückstoßionen mit Hilfe eines Sektormagneten analysiert. Das zur Umlenkung von Ionen der Masse m und Ladung q erforderliche Magnetfeld B läßt sich gemäß

$$B = \sqrt{\frac{2 \cdot m \cdot U}{q \cdot e \cdot R^2}}$$

berechnen, wobei die Beschleunigungsspannung U und der Sollbahnradius R als bekannt vorausgesetzt werden.

Je größer die Masse m und je kleiner der Ladungszustand q eines Ions ist, desto höher ist die zur Umlenkung erforderliche Magnetfeldstärke $B \propto \sqrt{m/q}$. Der Abstand der zu den Quotienten (m/q) gehörenden Linien wächst mit der Extraktionsspannung U an. Folglich sind die zu verschiedenen Ionisationsgraden der einzelnen

Elemente gehörenden Linien um so besser getrennt, je höher die Beschleunigungsspannung U ist, die in den Ladungszustandsspektren erzielbare Auflösung steigt daher mit wachsendem U .

Entsprechend den Angaben in Kapitel 4.3.2 beträgt die maximal einsetzbare Magnetfeldstärke $B_{\text{max}}=85\text{mT}$. Im Experiment wird Neon in natürlicher Isotopenzusammensetzung, d.h. 91% Neon der Masse $m=20\text{amu}$ und 9% Neon der Masse $m=22\text{amu}$ als Targetgas zugeführt. Da auch gleichzeitig das Restgas ionisiert wird, sind ebenfalls Beiträge von $^{16}\text{O}_2$, $^{14}\text{N}_2$ und H_2O zu erwarten. Fragmentierung der Moleküle beim Stoß vorausgesetzt, treten daher in den Spektren neben den gewünschten Ladungszuständen von Neon auch Linien der oben genannten Elemente in den Ionisationszuständen $1 \leq q \leq Z$ auf, wobei Z die Kernladungszahl bezeichnet.

Das schwerste in den Ladungszustandsspektren anzutreffende Element ist Neon. Anhand der zur Berechnung der Magnetfeldstärke angegebenen Formel

$$B = \sqrt{\frac{2 \cdot m \cdot U}{q \cdot e \cdot r^2}}, \quad U = \frac{B^2 \cdot e \cdot R^2}{2} \cdot \frac{q}{m}$$

ergeben sich für $^{22}\text{Ne}^{1+}$ - und $^{20}\text{Ne}^{1+}$ - Rückstoßionen als maximale Beschleunigungsspannungen $U_{\text{max}}(^{22}\text{Ne}^{1+})=-114\text{V}$ bzw. $U_{\text{max}}(^{20}\text{Ne}^{1+})=-126\text{V}$. Bei einer eingestellten Beschleunigungsspannung $U=-100\text{V}$ erhält man vollständige Information über die erzeugte Rückstoßionen-Verteilung. Unter Verzicht auf diese Ladungszustände und Berücksichtigung des aus praktischen Erwägungen folgenden Grenzwertes für den Spulenstrom ($I_{\text{M}}=850\text{mA}$ und damit $B=81\text{mT}$) beträgt die anzulegende Spannung für $^{22}\text{Ne}^{2+}$ - bzw. $^{20}\text{Ne}^{2+}$ - Ionen $U=-189\text{V}$ bzw. $U=-208\text{V}$. Wählt man die Beschleunigungsspannung zu $U=-200\text{V}$, so liegen die Maxima für die beiden gerade genannten Ionen bei Feldstärken, die mit dem zur Verfügung stehenden Magneten erreichbar sind. Zur Selektion des aufgrund des Isotopenverhältnisses wesentlich stärker vertretenen Ions $^{20}\text{Ne}^{2+}$ ist dann ein Spulenstrom notwendig, der weniger als $I_{\text{M}}=850\text{mA}$ beträgt.

Der prozentuale Anteil der durch die Geometrie des Targets hervorgerufenen Energieverschmierung an der gesamten Beschleunigungsspannung beläuft sich bei $U=-100V$ auf $\Delta U/U=5.7\%$. Bei $U=-200V$ beträgt die Unsicherheit in der erfahrenen Beschleunigungsspannung relativ zur Sollspannung nur noch $\Delta U/U=2.85\%$.

Wie aus der angegebenen Formel für die Magnetfeldstärke hervorgeht, sind Ionen, deren Masse m und Ionisationsgrad q verschieden sind, die aber das gleiche Verhältnis m/q haben, mit diesem Analysator nicht separierbar. Dies gilt z.B. für $^{20}Ne^{5+}$ und $^{16}O^{4+}$. Des weiteren gehören zu den höheren Ladungszuständen von $^{16}O^{q+}$ mit $q=5,6,etc.$ Magnetfeldstärken, die sehr dicht an denen für $^{20}Ne^{q+}$ mit $q=6,7,etc.$ liegen. Da eine Trennung dieser Komponenten im Spektrum nicht zu erwarten ist, müssen die Anteile von Sauerstoff aufgrund der Stärke der niedrigen Ladungszustände abgeschätzt werden. Damit sind die hauptsächlich dem Neon zuzuschreibenden Linien zu korrigieren.

Eine weitere Steigerung der Beschleunigungsspannung auf $U=-300V$ reduziert zwar die relative Verschmierung auf $\Delta U/U=1.02\%$, aber der niedrigste nachweisbare Ionisationszustand ist $^{20}Ne^{3+}$. Die Information über Ne^{2+} und vor allem über O^{2+} und N^{2+} geht verloren. Da letztere aber zur Abschätzung des Restgasanteils benötigt werden, ist trotz der rein rechnerisch um den Faktor $\sqrt{3/2}=1.2$ besseren Auflösung die Beschleunigungsspannung $U=-200V$ zu bevorzugen.

In den folgenden Tabellen 4.3.h, i sind die zu den entsprechenden Ionen gehörenden berechneten Magnetfeldstärken bei der gewählten Beschleunigungsspannung $U=-200V$ (a) und $U=-100V$ (b) zusammengestellt.

Mit Hilfe der Kalibrierungskurve des Magneten (Abb. 4.3.g) lassen sich diesen berechneten Magnetfeldstärken Stromwerte zuordnen, die in Tab. 4.3.j für die Beschleunigungsspannung $U=-200V$ eingetragen sind.

Tab. 4.3.h: Berechnete Magnetfeldstärken für Ionen verschiedener Masse m und Ladungszustände q mit der Energie $E=q \cdot 200V$.

q	^{40}Ar	^{22}Ne	^{20}Ne	^{16}O	^{14}N
	B/mT	B/mT	B/mT	B/mT	B/mT
1	151.49	112.35	107.12	95.82	89.63
2	107.12	79.44	75.75	67.75	63.37
3	87.47	64.87	61.85	55.32	51.75
4	75.75	56.18	53.56	47.91	44.81
5	67.75	50.24	47.91	42.85	40.08
6	61.85	45.88	43.73	39.12	36.59
7	57.26	42.46	40.49	36.21	33.88
8	53.56	39.72	37.87	33.88	
9	50.50	37.45	35.71		
10	47.91	35.53	33.88		
11	45.68				
12	43.73				
13	42.02				
14	40.49				
15	39.12			$B(\text{H}_2^+)/\text{mT}=33.88$	
16	37.87			$B(\text{H}^+)/\text{mT}=23.95$	
17	36.74				
18	35.71				

Tab. 4.3.i: Berechnete Magnetfeldstärken für Ionen verschiedener Masse m und Ladungszustände q mit der Energie $E=q \cdot 100V$.

q	^{40}Ar	^{22}Ne	^{20}Ne	^{16}O	^{14}N
	B/mT	B/mT	B/mT	B/mT	B/mT
1	107.12	79.44	75.75	67.76	63.37
2	75.75	56.18	53.56	47.91	44.81
3	61.85	45.88	43.73	39.12	36.59
4	53.56	39.72	37.83	33.88	31.69
5	47.91	35.53	33.88	30.30	28.34
6	43.73	32.43	30.92	27.66	25.87
7	40.49	30.03	28.63	25.61	23.95
8	37.87	28.09	26.78	23.95	
9	35.71	26.48	25.25		
10	33.88	25.12	23.95		
11	32.30				
12	30.92				
13	29.71				
14	28.63				
15	27.66		$B(H_{22}^{+})/mT=23.95$		
16	26.78		$B(H^{+})/mT=16.94$		
17	25.92				
18	25.25				

Tab. 4.3.j: Aus der Eichkurve (Abb. 4.3.g) des Magneten ermittelte Stromwerte, die den Magnetfeldstärken für ^{22}Ne , ^{20}Ne , ^{16}O in Tab. 4.3.h entsprechen.

q	^{22}Ne	^{20}Ne	^{16}O	
	I/mA	I/mA	I/mA	
2	798	701	544	
3	500	460	399	
4	405	385	340	
6	323	307	274	
7	299	282	252	$I(H_{22}^{+})/mA=235$
8	278	263	235	$I(H^{+})/mA=161$
9	261	248		
10	244	235		

4.4 Detektor

Die entsprechend dem Quotienten von Masse und Ladungszustand selektierten Rückstoßionen werden mit einem Channeltron (Typ X 919 BL, Fa. Valvo) registriert. Am konusförmigen Eingang des Detektors liegt eine Spannung von $U_{ch} = -2kV$ an, am Signalausgang Erdpotential. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für UV-Strahlung beträgt ca. 10% [Val 76], die für Ionen hängt dagegen sowohl von der Energie als auch von der Anzahl der pro Zeiteinheit auftreffenden Teilchen ab.

Mit einem vergleichbaren Channeltron (B 419 BL) durchgeführte Messungen [FriM 80] zeigen, daß für Neon-Ionen mit Energien im Bereich von 4keV bis 15keV die Nachweiswahrscheinlichkeit bei ungefähr 90% liegt, so lange die Teilchenrate weniger als 10^3 pro Sekunde beträgt. Für Raten oberhalb dieser Grenze sinkt zum einen die Verstärkung ab, d.h. eine zunehmende Zahl von Channeltronimpulsen kann nicht mehr vom elektronischen Untergrund getrennt werden, zum anderen beeinflußt die Totzeit des Detektors die gemessene Zählrate, da ein zunehmender Anteil der auftreffenden Ionen nicht mehr registriert wird. Die Ansprechvermögen des Detektors nimmt ab.

Für das hier verwendete Channeltron gibt der Hersteller bei einer Eingangsrate von 10^4 Pulsen/s ein Verhältnis von Meßsignal zu elektronischem Untergrund von 10 zu 1 an. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist für die angegebene Rate noch hoch, sie wird aber entsprechend dem oben Diskutierten mit zunehmender Teilchenzahl ebenfalls abnehmen.

Die maximal von der Kombination aus Channeltron und Vorverstärker (VV) verwertbare Zählrate ist ca. 70kHz. Eine weitere Steigerung der Eingangsrate führt nicht mehr zur Erhöhung der Ausgangssignalrate.

Diese Channeltroneigenschaften unterwerfen die geplanten systematischen Untersuchungen der Anzahl der nachgewiesenen Rückstoßionen in Abhängigkeit von diversen

Parametern gewissen Beschränkungen. Je höher die Rate der auf den Detektor treffenden Teilchen ist, desto kleiner ist dessen Ansprechvermögen. Wird die Zahl der gemessenen Rückstoßionen eines Ladungszustands in Abhängigkeit von einem Parameter aufgetragen und zeigt die Kurve eine eindeutig fallende oder steigende Tendenz, so bleibt diese selbstverständlich auch erhalten, wenn die gemessene Rate in Bezug auf die Ansprechvermögen korrigiert würde. Derartige systematische Untersuchungen sind daher ohne weiteres möglich. Ebenso können die für die verschiedenen Ionisationszustände erzielten Ergebnisse miteinander verglichen werden.

Die Zählratenabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit spielt daher nur bei Absolutaussagen eine Rolle. Für diese sind die Parameter Stromstärke des Projektilstrahls und Targetdicke so zu wählen, daß die Produktionsrate der Rückstoßionen möglichst kleiner als $2 \cdot 10^4/\text{s}$ ist.

Um eine Verfälschung des Signals durch außerhalb der Bahnebene des analysierten Rückstoßionen-Strahls erzeugte Elektronen, Ionen und Photonen zu vermeiden, ist der Detektor mit einer Metallabschirmung umgeben, an der zusätzlich eine Spannung von $U_a = -500\text{V}$ liegt.

Im der nachfolgenden Abb. 4.4.a ist das Schaltbild des Detektors dargestellt. Sowohl die Spannungsversorgung (SV) (3kV, Ortec, Modell 456) als auch vor allem die Auskopplung des Signals erfolgen über einen im Hause entwickelten Vorverstärker (VV). Das Meßsignal wird vom Hauptverstärker (Canberra, Modell 1913) (HaV) weiter verstärkt und der Untergrund mittels eines Einkanaldiskriminators (Ortec, Modell 406A) (SCA) unterdrückt.

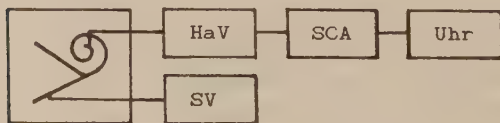


Abb. 4.4.a: Schaltbild des Detektors: HaV=Hauptverstärker,
SCA=Einkanaldiskriminator, SV=Spannungsversorgung

4.5 Durchführung des Experiments

Der experimentelle Aufbau zur Aufnahme von Ladungszustandsspektren und der damit möglichen systematischen Untersuchung der Rückstoßionen-Produktion in Abhängigkeit von diversen Parametern (Kap. 5) ist in Abb. 4.5.a dargestellt. Er besteht aus den in den voranstehenden Abschnitten (Kap. 4.2,3,4) beschriebenen Bauteilen: Gastarget (G), Sektermagnet (M), Channeltrondetektor (C) und zwei Einzellinsen (EZ1, EZ2) zur Fokussierung des sekundären Ionenstrahls. Abbildung 4.5.b zeigt ein Blockschaltbild des Gesamtaufbaus. Die nicht näher bezeichneten Spannungsversorgungsgeräte sind Eigenbauten.

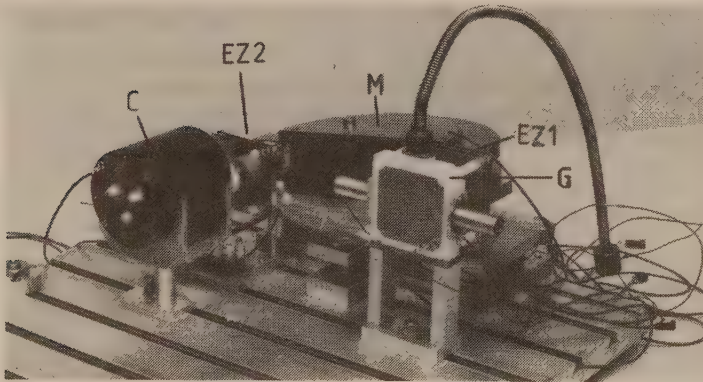


Abb. 4.5.a: Foto des Gesamtaufbaus: G=Gastarget, M=Magnet, C=Detektor, EZ1,2=Einzellinsen.

Um reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten, ist es notwendig, während einer Messung die Targetdicke konstant zu halten. Da diese aber nur indirekt über den Druck vor der Kanüle bestimmbar ist, wird der Vordruck mit Hilfe eines Baratrons (Fa. MKS) überwacht und entsprechend geregelt.

Die aus dem Gastarget extrahierten Rückstoßionen werden nach ihrem Verhältnis von Masse zu Ladungszustand (m/q) im Magneten selektiert und die Anzahl der umgelenkten Ionen in Abhängigkeit vom Magnetfeld nachgewiesen. Das Feld des Elektromagneten wird über den Spulenstrom I_M eingestellt. Dieser kann mit Hilfe eines Schrittmotors in sehr kleinen Schritten von bis zu $\Delta I_M = 1 \text{ mA}$ variiert werden. Typischerweise von einem hohen Spulenstrom I_M ausgehend werden Ladungszustandsspektren durch Änderung des Stroms durch die Magnetwicklungen bei vorgewählter konstanter Schrittweite ΔI_M aufgenommen.

Die Registrierung der Zählrate in Abhängigkeit vom Spulenstrom sowie die Variation desselben erfolgen mit Hilfe eines Kleinrechners (Apple IIe) und des in [Huc 83] beschriebenen Programms.

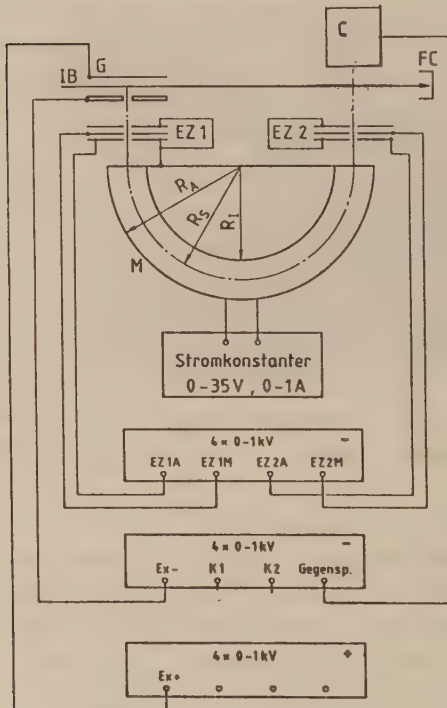


Abb. 4.5.b:

Blockschaltbild des
Gesamtaufbaus:

G=Gastarget,
M=Magnet,
C=Detektor,
EZ=Einzellinsen,
FC=Faradaybecher,
IB=Ionenstrahl.

4.6 Im Experiment zu erwartende Rückstoßionen-Spektren

Im Experiment sind neben Ionen von Neon, das als Targetgas zugeführt wird, auch Beiträge des Restgases (^{16}O , ^{14}N , H_2O) zu erwarten.

Für eine gewählte Beschleunigungsspannung von $U = -200\text{V}$ sind die zu den verschiedenen Ladungszuständen der einzelnen Elemente gehörenden Magnetfeldstärken in Tab. 4.3.h zusammengestellt und in den Abbildungen 4.6.a-e aufgetragen.

Mit Hilfe der Kalibrierungskurve des Magneten (Abb. 4.3.g) lassen sich diesen berechneten Magnetfeldstärken die Stromwerte zuordnen, die in Tabelle 4.3.j eingetragen sind.

Da der Zusammenhang zwischen Magnetfeldstärke und Spulenstrom nicht linear ist, wirkt das gemessene Spektrum gegenüber dem in Abb. 4.6.e gezeigten verzerrt. Der Abstand der Linien untereinander erscheint bei hohen Stromstärken unverhältnismäßig größer als bei niedrigen.

Es kommt aber noch ein weiterer Effekt hinzu. Entsprechend den Überlegungen zum Gastarget (Kap. 4.2) sind bei der Auswahl der Extraktionsspannungen gewisse Kriterien zu beachten. Die Ergebnisse der Diskussion seien hier noch einmal kurz skizziert. In Bezug auf eine Minimierung der Energieverschmierung der Rückstoßionen erweist es sich als günstig, eine Extraktionsspannung $U_{\text{ex}} = \pm 20\text{V}$ zu wählen. Der Durchmesser des Projektilstrahls beträgt, durch Blenden begrenzt, $d = 4\text{mm}$. Bei der gewählten Anordnung (Abstand der Extraktionsblenden 14mm , Potentialdifferenz 40V , Einschub des Primärstrahls mittig zwischen die Elektroden) liegt die resultierende maximale Energieverschmierung der Rückstoßionen mit $\Delta U = 40\text{V} \cdot 2\text{mm} / 14\text{mm} = 5.7\text{V}$ bei $E = q \cdot e \cdot (20\text{V} \pm 5.7\text{V}) \pm 10\text{eV}$. Die beim Stoß auf die Ionen übertragene Energie beläuft sich maximal auf 10eV . Der sekundäre Ionenstrahl wird dann mittels einer Einzel-

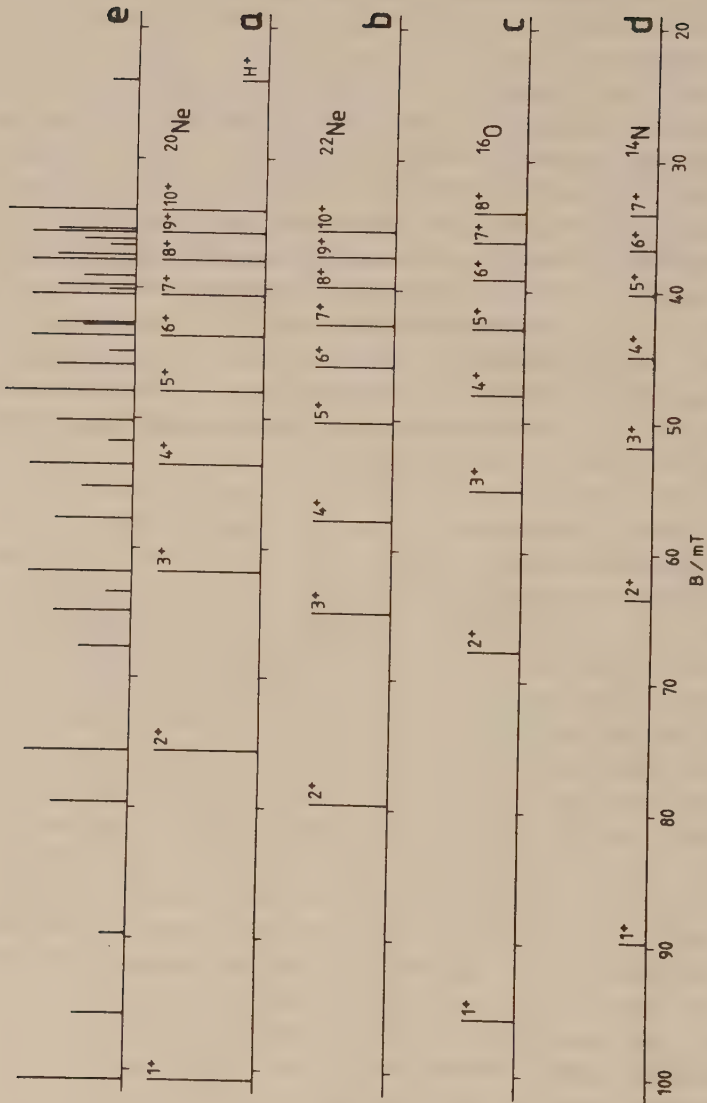


Abb. 4.6. a-e: In eine Magnetfeldskala eingetragen sind die verschiedenen Ladungszustände von ^{20}Ne (a), ^{22}Ne (b), ^{16}O (c), ^{14}N (d), für alle Elemente zusammen (e).

linse auf $E=q \cdot e \cdot U_{\text{EZIA}}$ mit $U_{\text{EZIA}} = -200\text{V}$ nachbeschleunigt. Die maximale $\langle E_{T+} \rangle$ und minimale $\langle E_{T-} \rangle$ Energie der aus dem Target extrahierten bzw. nachbeschleunigten $\langle E_{G+}, E_{G-} \rangle$ Ionen sowie das Verhältnis der Energiedifferenz $\Delta E = E_{G+} - E_{G-}$ zur Sollenergie $E_{\text{Soll}} = q \cdot e \cdot U_{\text{EZIA}}$ sind in Tabelle 4.2.h zusammengestellt. Die relative Energieverschmierung wird zu hohen Ionisationszuständen hin kleiner, die absolute aber größer, sodaß die zugehörigen Linien im Ladungszustandsspektrum breiter erscheinen müßten. Aufgrund des diskutierten nichtlinearen Zusammenhangs zwischen Spulenstrom und Magnetfeldstärke sind jedoch bei konstanter Variation des Stroms bei hohen Feldstärken zur Überstreichung einer kleinen Energieverschmierung mehr Schritte notwendig als im entgegengesetzten Fall kleiner Feldstärke und großer Verschmierung. Deshalb erscheint die Halbwertsbreite der Linien bei Spulenströmen $I_M > 0.65\text{A}$ wesentlich größer als im darunter befindlichen Bereich.

Zur Erstellung eines synthetischen Spektrums werden die zu den verschiedenen Ladungszuständen der Elemente gehörenden Linien durch Gaußkurven dargestellt, deren Halbwertsbreite durch die ermittelte Energieverschmierung vorgegeben ist. Da die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines n-fach ionisierten Atoms auch von den Bindungsenergien der jeweils zu entfernenden Elektronen abhängt [Ols 79, Coc 79], wird diesem Effekt in den Amplituden der Linien Rechnung getragen. In Abb. 4.6.f ist, ausgehend von der frei vorgewählten Amplitude für den Ladungszustand $q=1+$ eines jeden Elements, vereinfachend angenommen, daß die der darauf folgenden Ladungszustände $q=2+, 3+, \dots$ jeweils um den Betrag abnehmen, der der im Vergleich zu $q=1+$ höheren Bindungsenergie [KelP 73] entspricht. Des weiteren wird die Verzerrung des Ladungszustandsspektrums bei der gewählten Meßmethode durch den nichtlinearen Zusammenhang zwischen Strom und Magnetfeld des Elektromagneten berücksichtigt.

Der Vergleich zwischen diesem gerechneten und gemessenen Ladungszustandsspektren wird in Kap. 5.1.2 durchgeführt.

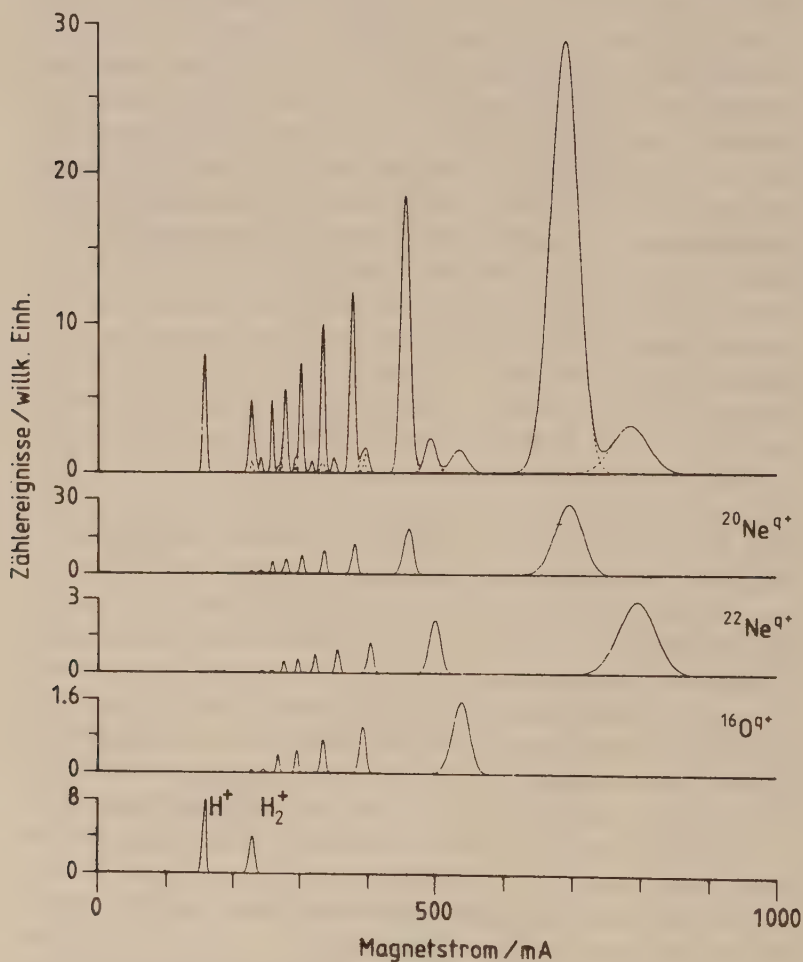


Abb. 4.6.f: Synthetisch erstelltes Ladungszustandsspektrum für Neon-Rückstoßionen unter Berücksichtigung der Bindungsenergie und Beimischungen von Restgas. Darstellung der Einzelkomponenten (vgl. Abb. 4.6.a-e)

5. Untersuchung der Anzahl der nachgewiesenen Rückstoßionen

Im Hinblick auf die geplanten Experimente ist es erforderlich, die Anzahl der erzeugten und extrahierten Rückstoßionen zu optimieren.

Anzahl und Ladungszustand der durch die Wechselwirkung zwischen Projektilionenstrahl und Atomen eines Gastargets erhaltenen Rückstoßionen werden in erster Linie bestimmt durch Targetgasdicke und Ionisationsgrad des Projektilstrahls; ebenso sind Energie und Stärke, d.h. Teilchenzahl des Primärstrahls je Zeiteinheit, maßgebend. Des weiteren sind die apparativen Parameter, d.h. Extraktions- und Beschleunigungsspannungen, so zu wählen, daß zwar die Anzahl der aus dem Gastarget extrahierten Ionen hoch ist, aber die Energieverschmierung derselben (z.B. aufgrund der endlichen Breite des Projektilstrahls) eine Trennung der erzeugten Ladungszustände noch erlaubt.

Die dazu an einem Linienpaar durchgeführten Testmessungen sind in Kap. 5.1.1 wiedergegeben. Welch gute Auflösung mit dieser Apparatur erreicht wird, wird anhand der Ladungszustandsspektren einiger Stoßsysteme in Kap. 5.1.2 exemplarisch unter Beweis gestellt.

Die Abhängigkeit der erzielten Rückstoßionen-Ströme von den oben genannten Parametern wird in Kap. 5.2 systematisch untersucht.

Zu einem sehr interessanten Ergebnis hinsichtlich der im Target erzielbaren Umladung führen die in Kap. 5.3 vorgestellten Untersuchungen mit einem niederenergetischen N^{2+} -Primärstrahl.

5.1 Aufnahme von Ladungszustandsspektren

5.1.1 Optimierung der apparativen Parameter

Die verwendete Apparatur (Abb. 5.1.1.a) besteht, wie in Kap. 4 ausführlich diskutiert, aus einem Gastarget (G) zur Erzeugung und Extraktion der Rückstoßionen, einer Einzellinse (EZ1) zur Nachbeschleunigung und Fokussierung des erhaltenen sekundären Ionenstrahls, einem doppelt fokussierendem 180° -Sektormagneten (M) zur Ladungszustandsseparation, einer weiteren Einzellinse (EZ2) zur Fokussierung des umgelenkten selektierten Ionenstrahls und einem Channeltron (C).

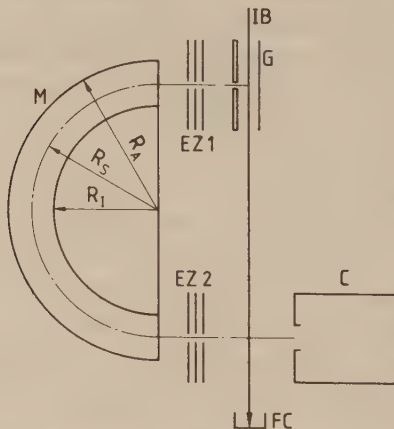


Abb. 5.1.1.a: Prinzipskizze des Aufbaus: G=Gastarget, EZ1,2=Einzellinsen, M=Magnet, C=Detektor, IB=Ionenstrahl, FC=Faradaybecher

Für den ersten Test dieser Apparatur wurden die Werte für die Extraktions- und Einzellinsenspannungen entsprechend den Vorüberlegungen in Kap. 4.2.1 gewählt. Zur Vereinfachung wurden die mittleren (EZ1M, EZ2M) mit den äußeren (EZ1A, EZ2A) Blenden der Einzellinsen kurzgeschlossen. Die Startwerte betrugen für die Extraktionsspannungen $U_{Ex} = \pm 20V$ und für sämtliche Elektroden

der Einzellinsen $U = -200V$. Das Magnetfeld des zur Ladungszustandsseparation benutzten Elektromagneten wurde dann, ausgehend von einem Spulenstrom $I_m = 1000mA$ - das entspricht einer Magnetfeldstärke $B = 85mT$ - vermindert durch gleichmäßige stufenweise Verringerung des Stroms mit Hilfe eines rechnergesteuerten Schrittmotors, der auf die Antriebswelle eines Stromkonstanters montiert war.

Eine ausführliche Diskussion der aufgenommenen Ladungszustandsspektren hinsichtlich Masse und Ionisationsgrad der nachgewiesenen Rückstoßionen sowie eine Betrachtung der erreichten Auflösung schließt sich im nachfolgenden Kap. 5.1.2 an.

Mit Hilfe der in den gemessenen Ladungszustandsspektren auftretenden, identifizierten Linien erfolgt die im weiteren geschilderte Optimierung der apparativen Parameter, d.h. die Einstellung von Extraktions- und Einzellinsenspannungen.

Die Spannung an der mittleren Blende der ersten Einzellinse (EZ1M) wird auf einer Linie in Bezug auf maximale Zählrate optimiert und die Einstellung auf anderen Linien kontrolliert. Nach dem gleichen Verfahren wird die an der mittleren Blende der zweiten Einzellinse anliegende Spannung ermittelt.

Der Einfluß der Extraktionsspannung auf die Anzahl der extrahierten Rückstoßionen und die Auflösung des Ladungszustandsspektrums läßt sich an den zu den Ionisationszuständen $^{16}O^{3+}$ und $^{20}Ne^{4+}$ gehörenden Linien gut untersuchen, da sie unter den gewählten Bedingungen hinreichend stark auftreten. Die zugehörigen Magnetfeldstärken betragen für $^{16}O^{3+}$ $B = 55.32mT$ und für $^{20}Ne^{4+}$ $B = 53.56mT$.

Variation der Extraktionsspannung $U_{E,x}$ und Aufnahme der beiden Linien unter sonst gleichen Bedingungen führt zu folgendem in Abb. 5.1.1.b dargestellten Ergebnis:

Im Bereich der Extraktionsspannung $1V \leq |U_{E,x}| \leq 20V$ sind die beiden Linien klar getrennt. Die Anzahl der extrahierten Rückstoßionen wächst mit steigender Spannung an. Ist der Betrag der Extraktionsspannung größer als

60V, so sind die Linien aufgrund der durch die endliche Breite des Projektilstrahls hervorgerufenen Energieverschmierung nicht mehr aufgelöst, und die Ausbeute ist nur wenig größer als für $U_{EX} = \pm 20V$. Es wurden auch asymmetrische Extraktionsspannungen, z.B. +35V/-20V oder +40V/-10V eingestellt. Diese bewirken zwar scheinbar eine höhere Ausbeute an Rückstoßionen bei gleich guter Trennung der Linien, es treten aber z.T. in den zugehörigen Ladungszustandsspektren, die den gesamten zugänglichen Bereich von $B \leq 85mT$ überstreichen, Überhöhungen genau des Ladungszustands auf, auf dem die Spannung optimiert wurde. In einigen Fällen erforderte eine asymmetrische Extraktionsspannung auch eine Änderung der Mittenspannung der Einzellinse und somit der Fokussierung.

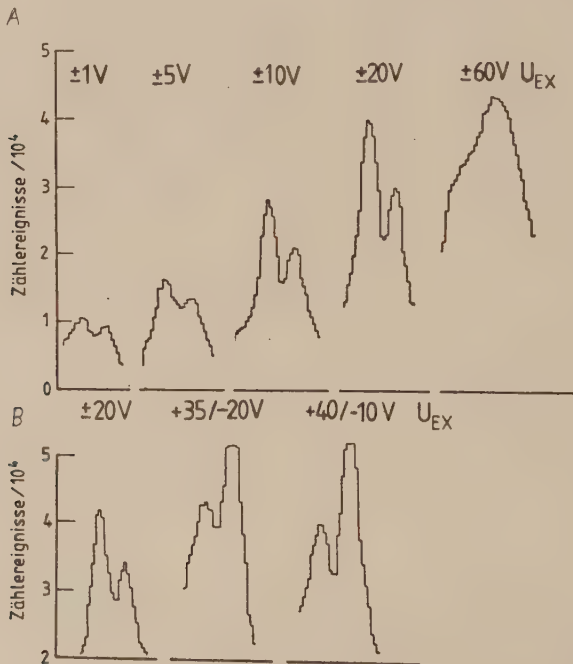


Abb. 5.1.1.b: Aufnahme des Linienpaares $^{16}O^{3+} - ^{20}Ne^{4+}$ bei symmetrischen (A) und asymmetrischen (B) Extraktionsspannungen U_{EX}

Im Hinblick auf die Reproduzierbarkeit von Meßdaten sind symmetrische Extraktionsspannungen den asymmetrischen vorzuziehen.

Am geeignetesten in Bezug auf Ausbeute und erzielte Auflösung erscheint eine Extraktionsspannung $U_{\text{Ex}} = \pm 20\text{V}$. Die dazu gehörenden experimentell ermittelten Spannungen für die Einzellinsen (vgl. Abb. 5.1.1.a) betragen $U_{\text{EZ1A}} = U_{\text{EZ2A}} = -200\text{V}$, $U_{\text{EZ1M}} = -420\text{V}$, $U_{\text{EZ2M}} = -360\text{V}$.

Um eine mögliche Abhängigkeit der Transmission vom Ionisationsgrad der Rückstoßionen und damit verbunden ihrer Energie aufzudecken, wurde die Nachbeschleunigung $U_{\text{EZ1A}}, U_{\text{EZ2A}}$ bei festgehaltener Extraktionsspannung $U_{\text{Ex}} = \pm 20\text{V}$ variiert. Die Mittenspannungen der Einzellinsen wurden entsprechend eingestellt. Die Anzahl der nachgewiesenen Rückstoßionen in den verschiedenen Ionisationsstufen zeigt im Rahmen der Fehlergrenzen keine Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung.

5.1.2 Gegenüberstellung von berechneten und gemessenen Ladungszustandsspektren

Nach der in Kap. 5.1.1 beschriebenen Optimierung der apparativen Parameter, d.h. der Extraktions- und Einzellinsenspannungen, wurden erneut Ladungszustandsspektren aufgenommen.

Sie geben Aufschluß über die mit diesem Gerät erreichbare Auflösung sowie über die relative Häufigkeit der verschiedenen Ionensorten, charakterisiert durch Masse und Ionisationsgrad.

Die Aufnahme der Spektren erfolgte durch Verminderung des Stroms durch die Spule des Elektromagneten, ausgehend von $I_M = 850\text{mA}$ in 2mA -Schritten. Als Projektil wurde $^{58}\text{Ni}^{12+}$ (28MeV) verwendet und als erstes das

Stoßsystem $28\text{MeV } ^{58}\text{Ni}^{12+} + \text{Restgas}$ untersucht. Restgas bezeichnet das bei einem Druck von $6 \cdot 10^{-7} \text{mbar}$ in der Kammer verbliebene Gas. Es sollte eine der Luft ähnliche Zusammensetzung: $^{14}\text{N}_2$, $^{16}\text{O}_2$, H_2O aufweisen. Ein Vergleich der berechneten Spektren (Kap.4.6) mit dem gemessenen (Abb. 5.1.2.a) Ladungszustandsspektrum liefert das folgende Ergebnis:

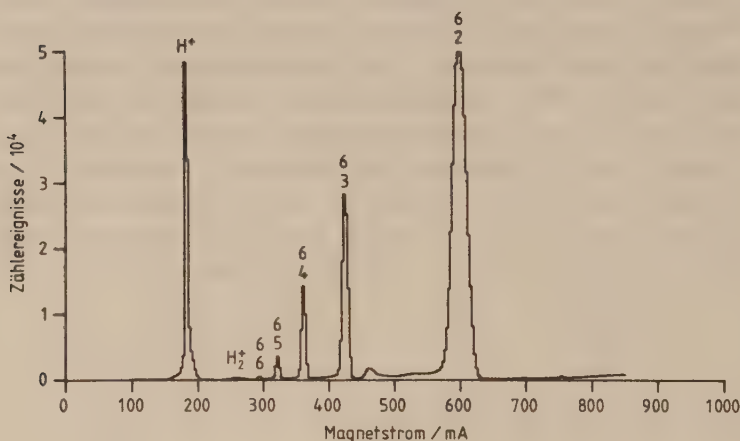


Abb. 5.1.2.a; Ladungszustandsspektrum des Stoßsystems
 $28\text{MeV } ^{58}\text{Ni}^{12+} + \text{Restgas}$. ($6q+^{16}\text{O}^{q+}$)

Die im Spektrum enthaltenen Linien gehören zu verschiedenen Ionisationsstufen von Sauerstoff $^{16}\text{O}^{q+}$ mit $2 \leq q \leq 6$ sowie zu H_2^+ und H^+ bei weitgehender Abwesenheit von Stickstoff. Somit handelt es sich hierbei um die Komponenten von Wasserdampf, welcher sich bei belüfteter Kammer auf den Wänden und den Bauteilen niederschlägt. Die Untersuchung des Stoßsystems $28\text{MeV } ^{58}\text{Ni}^{12+} + \text{Neon}$ (Beschleunigungsspannung $U=-200\text{V}$) ergibt das in Abb. 5.1.2.b gezeigte Ladungszustandsspektrum. Als Targetgas wird Neon in natürlicher Isotopenzusammensetzung verwendet, das Gas besteht also zu 91% aus Neon der Masse ^{20}Ne und zu 9% aus Neon der Masse ^{22}Ne . Es treten neben den bereits erwähnten den Elementen des

Restgases zuzuordnenden Linien solche von $^{20}\text{Ne}^{q+}$ in den Ionisationszuständen $2 \leq q \leq 9$ und davon getrennt, von $^{22}\text{Ne}^{q+}$ mit $3 \leq q \leq 7$ auf.

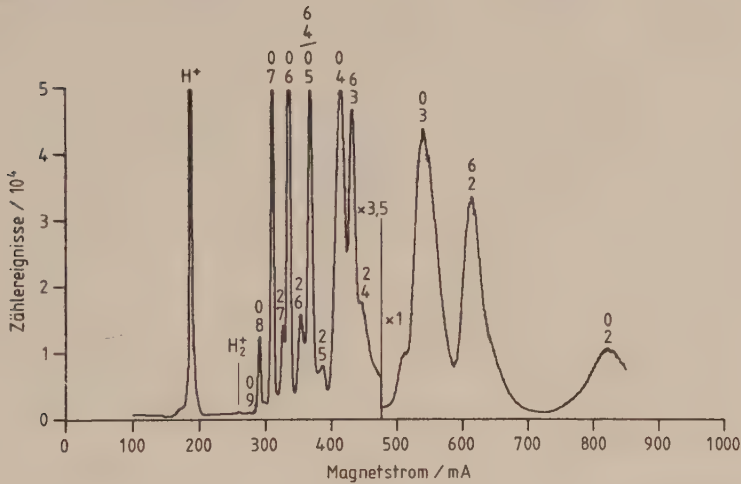


Abb. 5.1.2.b: Ladungszustandsspektrum des Stoßsystems

$28\text{MeV } ^{58}\text{Ni}^{12+} + \text{Neon. } (0q^{+20}\text{Ne}^{q+}, 2q^{+22}\text{Ne}^{q+}, 6q^{+16}\text{O}^{q+})$

Mit dieser Apparatur ist es also möglich, die beiden Neon-Isotope einschließlich des Ladungszustands $q=7+$ zu trennen. Dem Abstand der beiden benachbarten Linien $^{22}\text{Ne}^{7+}$ und $^{20}\text{Ne}^{6+}$ entspricht eine Feldstärkedifferenz $\Delta B=2\text{mT}$, das Auflösungsvermögen beträgt $B/\Delta B=21$. Diese Auflösung ist unter den gegebenen Bedingungen einer maximal möglichen Magnetfeldstärke $B=85\text{mT}$ und der damit verbundenen Begrenzung der Beschleunigungsspannung auf $U_{\text{EZ1A}}=-200\text{V}$ nur erreichbar bei einer sehr geringen Energieverschmierung der Rückstoßionen, die durch die gewählte kleine Extraktionsfeldstärke gewährleistet wird.

Einige der im Spektrum auftretenden Linien sind verschiedenen Ladungszuständen unterschiedlicher Elemente zuzuschreiben. So haben $^{16}\text{O}^{4+}$ und $^{20}\text{Ne}^{5+}$ das gleiche Verhältnis von Masse m zu Ladungszustand q . Sie können deshalb mit Hilfe des Magneten ($B \propto \sqrt{m/q}$) nicht sepa-

riert werden. Da die zu den Ionen $^{16}\text{O}^{5+}$ und $^{16}\text{O}^{6+}$ gehörenden Magnetfeldstärken sehr dicht an denen für $^{20}\text{Ne}^{6+}$ bzw. $^{20}\text{Ne}^{7+}$ liegen und außerdem die Amplitude dieser Neon-Linien wesentlich größer als die der Sauerstofflinien ist, sind die betreffenden $^{16}\text{O}^{5+-}$ und $^{20}\text{Ne}^{6+-}$ bzw. $^{16}\text{O}^{6+-}$ und $^{20}\text{Ne}^{7+-}$ -Ionen nicht trennbar. Für systematische Untersuchungen der Rückstoßionen-Produktion, wie sie im nachfolgenden Kapitel 5.2 dargestellt ist, ist die Aufnahme eines Restgasspektrums erforderlich, um den Anteil an Sauerstofflinien von den hauptsächlich verschiedenen Ladungszuständen des Neon zuzuordnenden Linien zu subtrahieren. Falls der Ladungszustand $^{20}\text{Ne}^{10+}$ überhaupt in nachweisbarer Menge erzeugt wird, fällt er aufgrund des gleichen Quotienten von Masse m und Ladungszustand q mit H_2^{+} zusammen. Das gleiche gilt für $^{16}\text{O}^{8+}$. Sie sind daher einer Beobachtung nicht einzeln zugänglich.

Unter Verwendung eines weiteren zur Verfügung stehenden Projektils wurde das Stoßsystem $28\text{MeV } ^{63}\text{Cu}^{12+} + \text{Neon}$ (Abb. 5.1.2.c) untersucht.

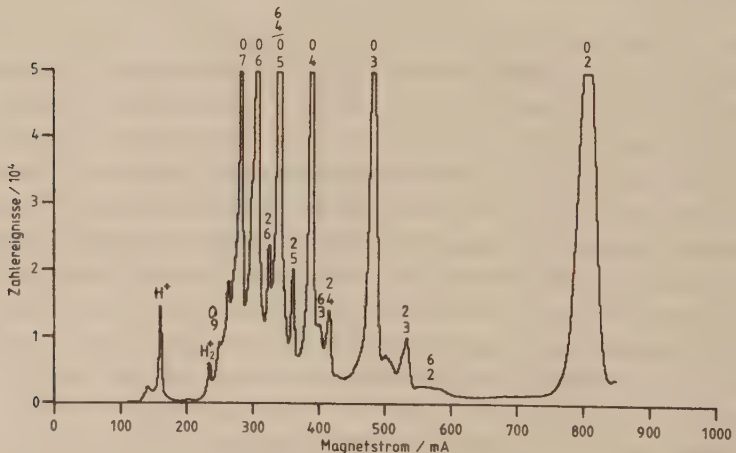


Abb. 5.1.2.c: Ladungszustandsspektrum des Stoßsystems

$28\text{MeV } ^{63}\text{Cu}^{12+} + \text{Neon}$, die Linien 02 bis 06 sind abgeschnitten. ($0q^{20}\text{Ne}^{q+}$, $2q^{22}\text{Ne}^{q+}$, $6q^{16}\text{O}^{q+}$)

Die Auflösung ist aufgrund einer größeren Stromänderung und damit verbundener Magnetfeldänderung pro Kanal etwas schlechter. Die beiden Neon-Isotope sind nur bis zum Ladungszustand $q=6+$ getrennt, dafür treten die hohen Ionisationszustände $^{20}\text{Ne}^{8+}$ und $^{20}\text{Ne}^{9+}$ deutlicher hervor.

Der Ladungszustand $^{22}\text{Ne}^{2+}$ wird bei der Magnetfeldstärke $B=79.44\text{mT}$ umgelenkt, die höher ist als der Startwert der bisher gezeigten Spektren. Beginnt die Messung bei dem maximal möglichen Spulenstrom $I_m=1000\text{mA}$, ein Beispiel dafür gibt Abb. 5.1.2.d, so tritt die zu $^{22}\text{Ne}^{2+}$ gehörige Linie deutlich auf.

Zum optischen Vergleich ist diesem gemessenen ein entsprechendes synthetisch erstelltes (Kap.4.6) Ladungszustandsspektrum (Abb. 5.1.2.e) direkt gegenübergestellt. Die unter vereinfachenden Annahmen durchgeführte Simulationsrechnung scheint die experimentellen Daten recht gut wiederzugeben.

Die Energieverschmierung der nachgewiesenen Rückstoßionen ist bestimmt durch die Breite der Linien in gemessenen Ladungszustandsspektren.

Dem am Stoßsystem $28\text{MeV } ^{63}\text{Cu}^{12+} + \text{Neon}$ (Abb. 5.1.2.c) mit einer Schrittweite von 2mA/Kanal aufgenommenen Spektrum sind die in Tabelle 5.1.2.f angegebenen Halbwertsbreiten und Schwerpunkte der zu verschiedenen Verhältnissen von Masse zu Ionisationsgrad gehörenden Linien entnommen. Mit Hilfe der Kalibrierungskurve des zur Ladungszustandsseparation benutzten Magneten werden den experimentell ermittelten Werten des Spulenstroms Magnetfeldstärken zugeordnet. Für den Zusammenhang zwischen Feldstärke B und Masse m , Ladungszustand q und erfahrener Beschleunigungsspannung U des Ions gilt (Kap. 4.3):

$$B = \sqrt{\frac{2 \cdot m \cdot U}{q \cdot e \cdot r^2}},$$

wobei r den Sollkreisradius des Magneten und e die Elementarladung bezeichnet. Damit läßt sich bei bekanntem B_{max} , B_{min} die Differenz der Beschleunigungsspannung bestimmen:

$$\Delta U = \langle B_{m, \text{ab}} \rangle - B_{m, \text{1. r.}} \cdot \frac{q}{m} \cdot \frac{e \cdot r^2}{2}$$

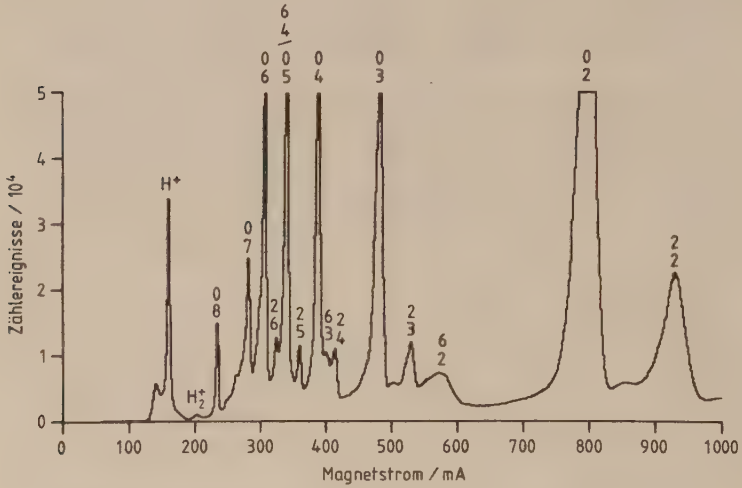


Abb. 5.1.2.d: Ladungszustandsspektrum des Stoßsystems 28 MeV
 $\text{Cu}^{12+} + \text{Neon}$ ab $I_m = 1000 \text{ mA}$. ($0q^{20}\text{Ne}^{9+}$, $2q^{22}\text{Ne}^{9+}$,
 $6q^{16}\text{O}^{9+}$); die Linien 02, 03 sind abgeschnitten.

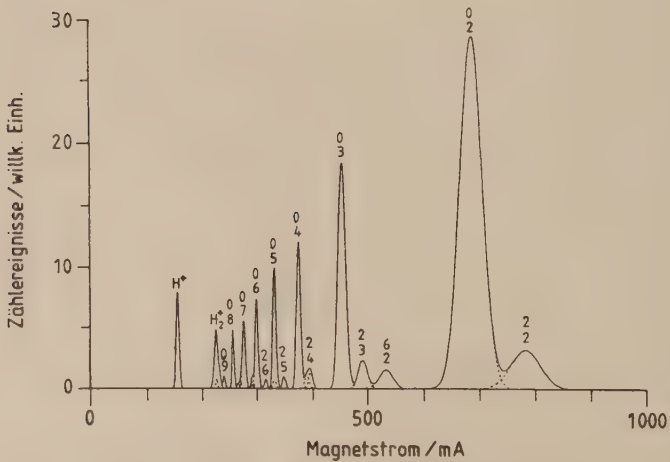


Abb. 5.1.2.e: Synthetisch erstelltes Ladungszustandsspektrum für
 Neon-Rückstoßionen. ($0q^{20}\text{Ne}^{9+}$, $2q^{22}\text{Ne}^{9+}$, $6q^{16}\text{O}^{9+}$)

Entsprechend den in Kap. 4.5 diskutierten Vorüberlegungen resultiert die Energieverschmierung der Rückstoßionen u.a. aus der endlichen Breite des Projektilionenstrahls. Diese führt bei der gegebenen Geometrie des Gastargets und der anliegenden Extraktionsspannung U_{ext} von $U_{\text{ext}} = \pm 20\text{V}$ zu einer Verschmierung der effektiven Beschleunigungsspannung von $\Delta U \approx 5.7\text{V}$. Die daraus hervorgehende Energieverteilung der Ionen liegt damit rein rechnerisch im Bereich

$$q_e(200\text{V} - 5.7\text{V}) \leq E \leq q_e(200\text{V} + 5.7\text{V})$$

Gemittelt über die aus experimentellen Daten gewonnenen Halbwertsbreiten der Linien (Tab. 5.1.2.f) ergibt sich ein gemessenes $\Delta U' \approx 5.5\text{V}$. Vorausgesetzt, das Linienprofil kann durch eine Gaußkurve approximiert werden, so befinden sich im Bereich der Halbwertsbreite ungefähr 76% der nachgewiesenen Ionen. Da die Halbwertsbreite aber typischerweise um einen halben Kanal zu groß gewählt wurde und die Umrechnung des zugehörigen gemessenen Stromwerteintervalls in Magnetfeldstärken in Richtung auf maximale Differenz erfolgte, ist der Schluß zulässig, daß rund 80% der registrierten Ionen eines Ladungszustands q eine Energie im Bereich

$$q_e(200\text{V} - 5.5\text{V}) \leq E \leq q_e(200\text{V} + 5.5\text{V})$$

aufweisen.

Bezogen auf die berechnete maximale apparative Energieverschmierung von $\Delta U = \pm 5.7\text{V}$ liegen bei den gemessenen Linien rund 85% der nachgewiesenen Ionen in diesem Intervall.

Die Linienbreiten entsprechen nahezu den allein aus der Geometrie des Targets her erwarteten. Eine Verbreiterung der Linien durch Stöße der Rückstoßionen mit (Restgas-) Atomen und damit verbundene Umladungsprozesse spielen daher außerhalb des Targets keine wesentliche Rolle. Ferner könnte die geringe

Aufweitung der Linien ihre Ursache in sehr kleinen Ungenauigkeiten bei der Ausrichtung der einzelnen Bauteile haben.

Tab. 5.1.2.f: Berechnung des Bereichs der effektiven Beschleunigungsspannung $\Delta U'$ aus gemessenen Linienbreiten (FWHM).

Linie	FWHM/mA	I_0 /mA	ΔI /mA	$B_{max, min}$ /mT	$2 \cdot \Delta U' / V$
$^{22}\text{Ne}^{2+}$	44	930	908-952	82.7-84.1	7.0
$^{20}\text{Ne}^{2+}$	30	796	781-811	78.6-79.8	6.6
$^{22}\text{Ne}^{3+}$	20	530	520-540	66.3-67.5	7.7
$^{20}\text{Ne}^{3+}$	14	483	476-490	63.0-64.2	8.0
$^{22}\text{Ne}^{4+}$	16	413	406-422	56.2-58.1	14.1
$^{20}\text{Ne}^{4+}$	10	390	385-395	53.7-54.9	9.0
$^{22}\text{Ne}^{5+}$	12	360	354-366	50.1-51.3	9.6
$^{20}\text{Ne}^{5+}$	8	340	336-344	47.1-48.3	10.0
$^{22}\text{Ne}^{6+}$	10	325	320-330	45.3-46.8	13.2
$^{20}\text{Ne}^{6+}$	8	307	303-311	43.0-44.2	11.0
$^{20}\text{Ne}^{7+}$	10	282	277-287	38.6-41.1	14.8
H_2^+	6	236	233-239	33.7-34.8	13.0
H^+	4	160	158-162	23.4-24.0	10.0

Eine Reduzierung der Beschleunigungsspannung auf $U=100\text{V}$ ermöglicht die Aufnahme eines vollständigen Neon-Spektrums. Die Auflösung ist jedoch aufgrund der halbierten Spannung um den Faktor $\sqrt{2}$ kleiner.

Die Untersuchung des Stoßsystems $28\text{MeV } ^{63}\text{Cu}^{12+} + \text{Neon}$ (Abb. 5.1.2.g) zeigt, daß Rückstoßionen bis zum Ladungszustand $^{20}\text{Ne}^{6+}$ nachgewiesen werden, aber die beiden Isotope nur bis $q=4+$ trennbar sind.

Die Linienamplituden nehmen zu hohen Ionisationszuständen hin ab, was dem Anstieg der Bindungsenergie der Elektronen entspricht. Dies ist besonders schön am 'vollständigen' Spektrum in Abb. 5.1.2.) zu sehen.

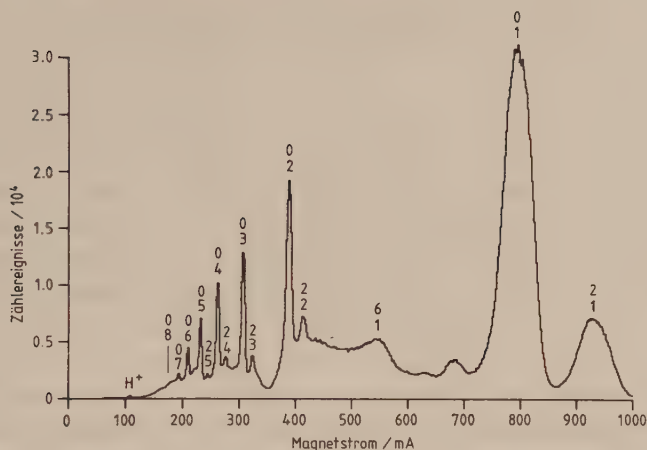


Abb. 5.1.2.g: Ladungszustandsspektrum des Stoßsystems 28MeV $^{63}\text{Cu}^{12+}$ + Neon, aufgenommen bei der Beschleunigungsspannung $U=-100\text{V}$. ($20\theta^{20}\text{Ne}^{9+}$, $2q\theta^{22}\text{Ne}^{9+}$, $6q\theta^{16}\text{O}^{9+}$)

Zusammenfassend zeigt der Vergleich eine gute Übereinstimmung zwischen gerechneten und gemessenen Ladungszustandsspektren.

Neben Neon wurde als weiteres Targetgas Argon verwendet, und es wurden Ladungszustandsspektren des Stoßsystems 28MeV $^{58}\text{Ni}^{12+}$ + Argon bei den Beschleunigungsspannungen $U=-200\text{V}$ (Abb. 5.1.2.h) und $U=-100\text{V}$ (Abb. 5.1.2.i) aufgenommen. Linien, die zu den Ladungszuständen $4(2)\{q\}11$ der $^{40}\text{Ar}^{9+}$ -Rückstoßionen gehören, sind deutlich getrennt. Höhere Ionisationsgrade sind nicht aufgelöst und schließen sich als 'Kontinuum' an, in dem rein rechnerisch die Ionisationszustände $^{40}\text{Ar}^{12+}$ und $^{40}\text{Ar}^{13+}$ mit merklichen Amplituden vorhanden sind.

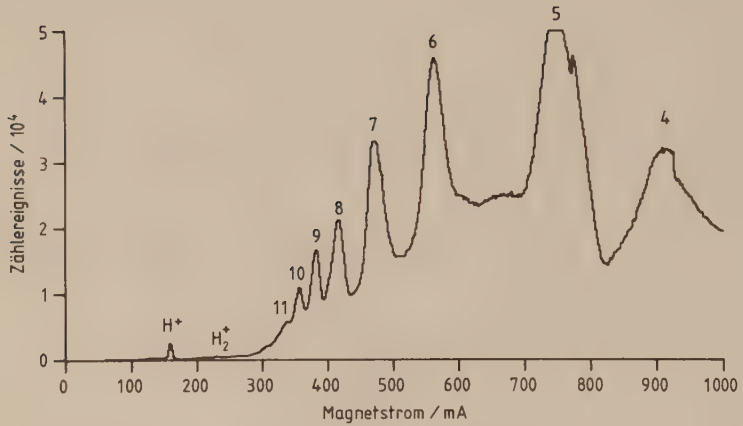


Abb. 5.1.2.h: Ladungszustandsspektrum des Stoßsystems

$28\text{ MeV } ^{63}\text{Cu}^{12+} + \text{Ar}$ ($U = -200\text{ V}$, $q_{\text{Ar}} = q^{+}$)

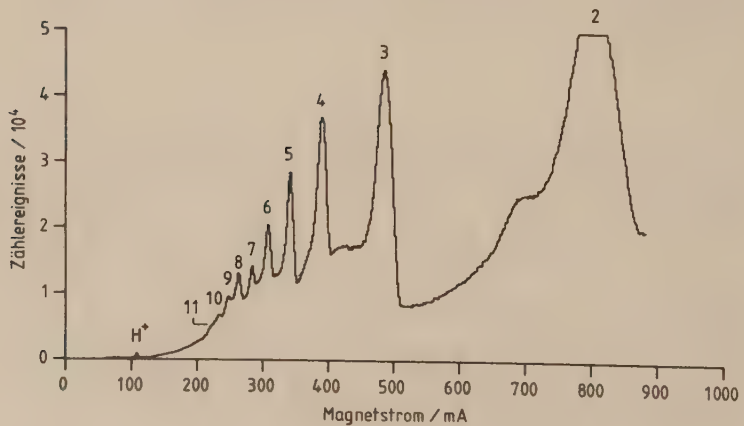


Abb. 5.1.2.1: Ladungszustandsspektrum des Stoßsystems

$28\text{ MeV } ^{63}\text{Cu}^{12+} + \text{Ar}$ ($U = -100\text{ V}$, $q_{\text{Ar}} = q^{+}$)

5.1.3 Vergleich der in Bochum gemessenen Ladungszustandsspektren des Stoßsystems $X^{q+} + \text{Neon}$ mit denen anderer Autoren

In dem von Cocke in seiner grundlegenden Arbeit [Coc 79] am Stoßsystem $34\text{MeV Cl}^{12+} + \text{Neon}$ (Restgas) mit der Flugzeitmethode (time-of-flight=TOF) aufgenommenen Spektrum (Abb. 2.e) sind die beiden Neon-Isotope nur für den Ladungszustand $q=1$ näherungsweise getrennt. Eine bessere Auflösung wurde mit der TOF-Methode am Stoßsystem $132\text{MeV }^{58}\text{Ni}^{22+} + \text{Neon}$ erreicht; ^{20}Ne und ^{22}Ne sind bis zum Ionisationsgrad $q=3+$ getrennt [CocJ 80]. In der Veröffentlichung von Schlachter und Mitarbeitern [SchG 82] ist im gezeigten TOF-Spektrum des Stoßsystems $1.4\text{MeV/amu U}^{44+} + \text{Neon}$ eine Trennung bis $q=4+$ erkennbar.

In einer kürzlich erschienen Arbeit von Lembo und Mitarbeitern [LemD 85] wurde ebenfalls ein Magnet zur Ladungszustandsanalyse eingesetzt. Die erzielte Auflösung erlaubte eine Trennung der Isotope bis $q=6+$.

In der vorliegenden Arbeit wurde aufgrund der speziell entwickelten Konstruktion der Rückstoßionen-Extraktionsstrecke eine Trennung von ^{20}Ne und ^{22}Ne bis einschließlich des Ladungszustands $q=7+$ erreicht. Diese Auflösung ist also besser als die von Lembo et al. mit einem Magneten erreichte und übertrifft diejenige der TOF-Methode bei weitem.

5.2 Projektilionen bei Tandemenergien, Messung der Anzahl erzeugter Rückstoßionen in Abhängigkeit:

5.2.1 vom Druck im Gastarget.

Das Gastarget und seine Eigenschaften wurden ausführlich in Kap. 4.2 beschrieben. Dort wird insbesondere das Ausströmen des Gases aus der Kanüle in das Target, d.h. die Gasverteilung, und damit verbunden der Druck am Ort der Wechselwirkung mit dem Primärstrahl diskutiert.

Zur besseren Übersicht seien an dieser Stelle noch einmal einige Ergebnisse der Untersuchung wiedergegeben.

Wie bereits dargelegt, ist es aus apparativen Gründen nicht möglich, den Druck im Gastarget selbst zu messen. Gemessen werden kann nur der Druck vor der langen, dünnen Nadel. Bei Verwendung von netzartigen Elektroden kann das Gas frei ins Hochvakuum ausströmen. Bei Drucken von 0.1mbar bis 2.0mbar vor der Kanüle kann der Targetdruck darunter näherungsweise berechnet werden. Er ist ca. um den Faktor 10^4 gegenüber dem Vordruck reduziert. Die Einzelstoßbedingung ist erfüllt.

Bei Verwendung von Elektrodenplatten wird die Anordnung zur nahezu geschlossenen Gaszelle, und eine Abschätzung des Targetdrucks ist nicht mehr möglich.

Die Druckabhängigkeit der Rückstoßionen-Produktion wurde bei zwei verschiedenen Gastargetkonfigurationen am Stoßsystem $28\text{MeV } ^{63}\text{Cu}^{12+} + \text{Neon}$ untersucht.

Bei der netzartigen Elektrode ist aufgrund des freien Ausströmens des Targetgases in die Kammer bei nicht zu hohen Drucken vor der Nadel eine Berechnung des Targetdrucks auf der Grundlage der Molekularströmung möglich. Unterhalb eines bestimmten Drucks ist dann die Einzelstoßbedingung erfüllt. Das bedeutet, daß die durch die Wechselwirkung mit dem Projektilstrahl erzeugte Anzahl von Rückstoßionen in verschiedenen Ladungszuständen

erhalten bleibt und im vorgegebenen Rahmen linear mit dem Druck ansteigt. In Abb. 5.2.1.a ist die Anzahl der nachgewiesenen $^{20}\text{Ne}^{q+}$ -Rückstoßionen in den Ladungszuständen $2 \leq q \leq 7$ aufgetragen gegen den Druck vor der Nadel. Im Druckbereich von 0.06mbar bis 1.3mbar ist der Kurvenverlauf innerhalb der Fehlergrenzen annähernd linear. Abweichungen von der Geraden bei niedrigen Ladungszuständen und hohen Targetdrücken sind detektorbedingt. Das verwendete Channeltron arbeitet bis zu einer Rate von abgeschätzt $1.8 \cdot 10^4$ Pulsen/s linear, darüber wird nur ein Bruchteil der wahren Anzahl angezeigt (Kap. 4.4). Das Verhältnis der Intensitäten der einzelnen Linien zueinander ist nur von den Eigenschaften des Projektils (Ladungszustand p , Energie E) abhängig. Das ermöglicht die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die Erzeugung von Rückstoßionen unterschiedlicher Ionisationsgrade in der in Kap.6 erläuterten und durchgeführten Weise.

Die Verwendung von geschlossenen Elektrodenplatten führt zum nachfolgend dargestellten Resultat. In Abb. 5.2.1.b ist die Anzahl der nachgewiesenen Rückstoßionen $^{20}\text{Ne}^{q+}$ in den Ladungszuständen $2 \leq q \leq 8$ aufgetragen gegen den Druck vor der Nadel. Unterschiede im jeweiligen Kurvenverlauf der einzelnen Ladungszustände treten deutlich hervor. Während die Erzeugung von $^{20}\text{Ne}^{(2)3+}$ -Ionen im insgesamt betrachteten Bereich mit wachsendem Druck stark ansteigt, gibt es für Rückstoßionen mittlerer Ladungszustände, z.B. $^{20}\text{Ne}^{6+}$, auch zunächst einen Bereich starken Anstiegs, aber oberhalb eines gewissen Drucks -hier 0.8mbar- wird die Kurve deutlich flacher. Für hohe Ionisationsgrade ($^{20}\text{Ne}^{7+}$, $^{20}\text{Ne}^{8+}$) ist die Steigung der Kurve vergleichsweise klein.

Der zunächst gleichartige Anstieg aller Kurven bis zu einem gewissen Druck deutet darauf hin, daß im darunter befindlichen Bereich die Einzelstoßbedingung noch näherungsweise erfüllt ist. Darüber gehen hohe und später auch mittlere Ladungszustände durch sekundäre

Stoßprozesse zunehmend in niedrige Ionisationszustände über, deren Ausbeute demzufolge überproportional wächst und die Ladungszustandsverteilung zu niedrigen Ionisationsgraden hin verschiebt. Die Intensitäten der einzelnen Linien sind nicht mehr direkt mit den Eigenschaften des Projektils korreliert. Eine Bestimmung von Wirkungsquerschnitten ist mit diesem Targettyp nicht durchführbar. Die Ausbeute an niedrigen und mittleren Ladungszuständen ist jedoch bei gleichem Druck vor der Nadel und damit verbunden gleicher Erhöhung des Kammerdrucks im Vergleich zur Verwendung des offenen Targettyps um bis zu zwei Größenordnungen höher.

Das Gas strömt aus dem Target direkt in die Meßkammer. Dadurch steigt der Druck, beginnend bei $6 \cdot 10^{-7}$ mbar für Restgas, auf $2 \cdot 10^{-6}$ mbar bei einem Druck von 1.3 mbar Neon vor der Nadel an. Die mittlere freie Weglänge der Ionen beträgt im genannten Druckintervall zwischen 210 m und 60 m.

Der Verlust an Rückstoßionen eines Ladungszustands durch Stöße mit Gasmolekülen oder durch bei diesen Stößen auftretende Rekombination, d.h. Verringerung des primären Ionisationsgrads, ist daher auf dem Weg vom Gastarget durch den Magneten bis zum Detektor, das sind bei dem hier verwendeten Aufbau ca. 40 cm, weitestgehend auszuschließen.

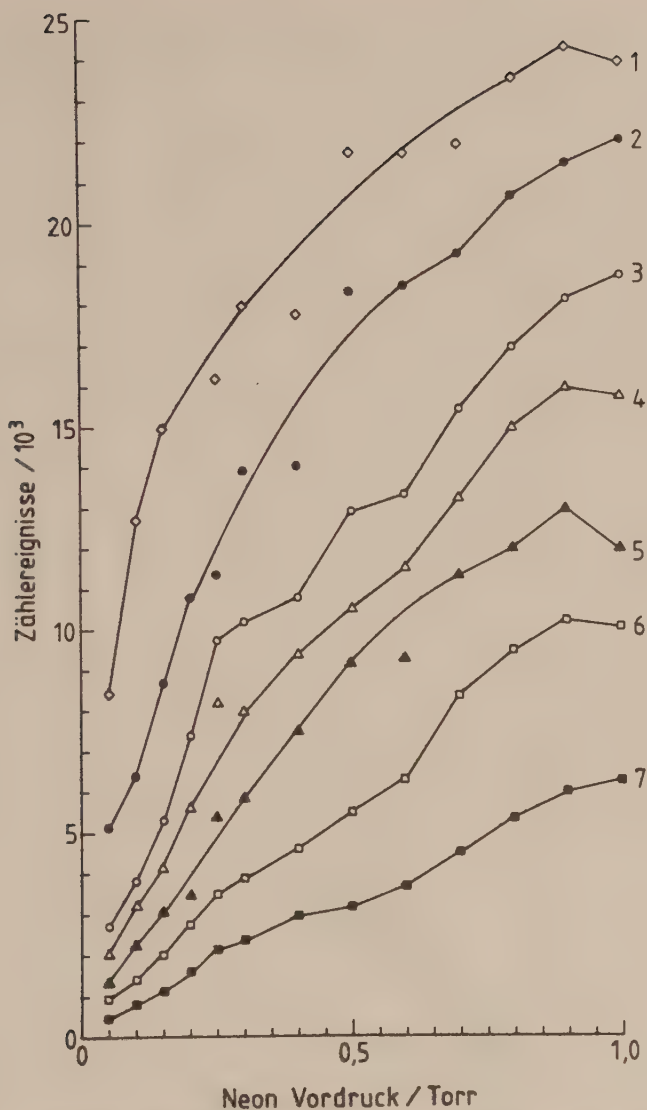


Abb. 5.2.1.a: Anzahl der nachgewiesenen Rückstoßionen $^{20}\text{Ne}^{9+}$ in Abhängigkeit vom Druck im offenen Gastarget, untersucht am Stoßsystem $26\text{MeV } ^{63}\text{Cu}^{12+} + \text{Neon}$. Oberhalb von 18kcts/s ist ein deutliches Abknicken der Kurven aufgrund der abnehmenden Nachweiswahrscheinlichkeit des Channeltrons zu beobachten.

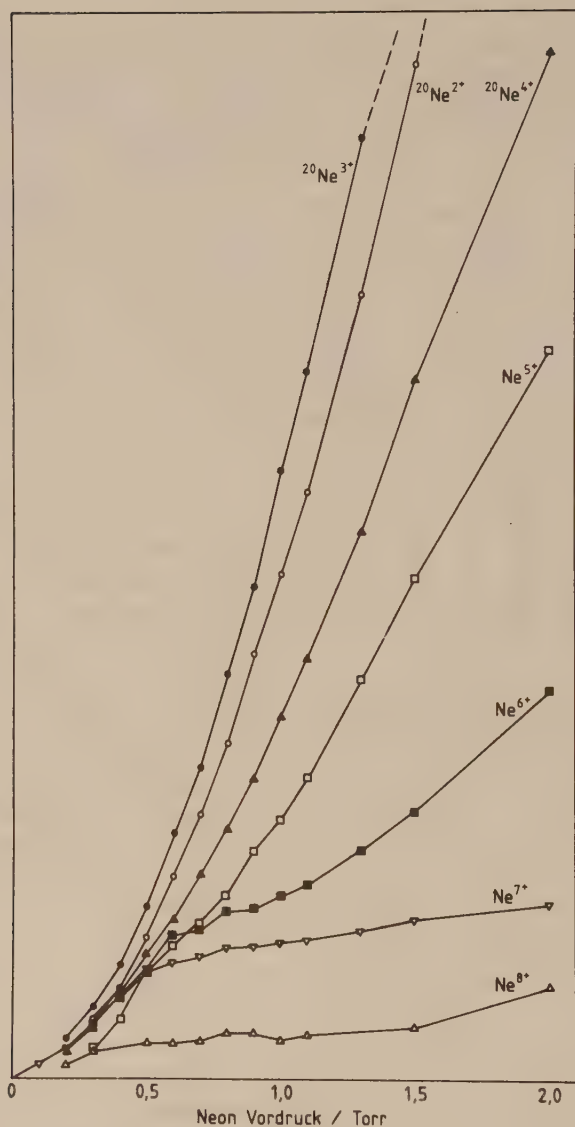


Abb. 5.2.1.b: Anzahl der nachgewiesenen Rückstoßionen $^{20}\text{Ne}^{q+}$ in Abhängigkeit vom Druck im geschlossenen Gastarget, untersucht am Stoßsystem $26\text{MeV } ^{63}\text{Cu}^{12+} + \text{Neon}$. Bei zunehmendem Druck im Gastarget steigt die Ausbeute an Ionen in niedrigen Ladungszuständen durch Rekombination überproportional stark an.

5.2.2 Messung der Anzahl der erzeugten Rückstoßionen in Abhängigkeit von Ladungszustand und Energie des Projektils.

Die Anzahl der erzeugten Rückstoßionen hängt nicht nur von der Targetdicke in der in Kap. 5.2.1 dargelegten Weise ab, sondern es spielen auch Ladungszustand und Energie des Projektils eine entscheidende Rolle.

Der Einfluß dieser Parameter wurde bei einem konstanten Vordruck von 1.3mbar Neon mit Kupfer- und Nickel-Primärionenstrahlen untersucht. Da beide Versuchsreihen zum gleichen Resultat führten, werden hier nur die mit dem Stoßsystem $^{63}\text{Cu}^{12+} + \text{Neon}$ erzielten Ergebnisse diskutiert.

Ladungszustandsspektren wurden bei drei Energien, nämlich 28MeV, 21MeV, 14MeV und jeweils drei oder vier verschiedenen Ionisationsstufen des Projektils aufgenommen.

Für das Stoßsystem 28MeV (21MeV, 14MeV) $\text{Cu}^{12+} + \text{Neon}$ ist die Anzahl der nachgewiesenen $^{20}\text{Ne}^{q+}$ -Rückstoßionen in Abb. 5.2.2.a(b,c) aufgetragen gegen den Ladungszustand p des Projektils. Die Rückstoßionenproduktion nimmt mit wachsendem Ionisationsgrad des Primärstrahls deutlich zu. Die Steigerung ist für niedrige ($^{20}\text{Ne}^{3+}$) wie für hohe ($^{20}\text{Ne}^{12+}$) Ladungszustände des Targets nahezu gleich. Je höher ein Projektil ionisiert ist, desto stärker wirkt sein Kerncoulombfeld auf die gebundenen Elektronen des Targetatoms. Bei kleinen Stoßparametern können dann entsprechend mehr Elektronen zum Projektil hinüberwechseln, d.h. sowohl der maximal erzielbare Ionisationsgrad, als auch die Ausbeute an hochgeladenen Targetionen wächst an. Durch das stärkere Coulombfeld können aber auch bei immer größeren Stoßparametern noch Elektronen vom Target entfernt werden, wodurch die Anzahl der Rückstoßionen in niedrigen Ladungszuständen ebenfalls anwächst.

Um möglichst viele und hochgeladene Rückstoßionen zu erzeugen, ist es daher angezeigt, einen von vornherein hochionisierten Primärionenstrahl zu verwenden.

Wird der Ladungszustand des Projektils, z.B. Cu^{2+} , Cu^{10+} , festgehalten und die Anzahl der nachgewiesenen Rückstoßionen gegen die Energie bzw. Geschwindigkeit des Primärstrahls aufgetragen (Abb. 5.2.2.d,e), so ist allenfalls eine schwach fallende Tendenz zu kleineren Energien hin erkennbar.

In dem mit dem Bochumer 4MV-Tandembeschleuniger für die hier verwendeten Projektilen zugänglichen Geschwindigkeitsbereich von $v/c=2.1\%$ bis $v/c=3.2\%$ sind entsprechend den oben diskutierten Ergebnissen folgende Gesichtspunkte bei der Auswahl der Projektilenergie zu bedenken. Die Anzahl und der maximal erzielbare Ladungszustand der Rückstoßionen ist abhängig vom Ionisationsgrad des Projektils. Zudem spielt auch die Stromstärke, d.h. die Teilchenzahl des Primärstrahls pro Zeiteinheit eine Rolle. Untersuchungen an einem Stoßsystem bei einer bestimmten Energie und festgehaltenem Ladungszustand zeigten bei Strahlstromstärken des Projektilionenstrahls von 100nA bis 1 μ A einen linearen Zusammenhang mit der Anzahl der nachgewiesenen Rückstoßionen. Die Energie ist daher so zu wählen, daß der Projektilstrahl möglichst hochionisiert und gleichzeitig mit akzeptabler Strahlstromstärke ($>200\text{nA}$) herstellbar ist.

Als besonders günstig erweist sich eine Energie von 28MeV, da hiermit aus der Hochstromquelle des Tandembeschleunigers Projektilionenströme von z.B. 28MeV $^{63}\text{Cu}^{12+}$, $I=0.5\mu\text{A}$ oder 28MeV $^{63}\text{Cu}^{10+}$, $I=1\mu\text{A}$ erzielt werden.

Unter Verwendung von Ar als Targetgas wurde der Ladungszustand des Projektils beim Stoßsystem 28MeV $^{63}\text{Cu}^{p+} + \text{Ar}$ mit $8 \leq p \leq 12$ variiert. In Abb. 5.2.f ist die Anzahl der nachgewiesenen Ar^{q+} -Rückstoßionen in den Ladungszuständen $2 \leq q \leq 11$ gegen den Ionisationsgrad des Projektils aufgetragen. Auch hier zeigt sich wiederum die deutliche Zunahme der Rückstoßionenproduktion mit wachsendem Ionisationsgrad des Projektils.

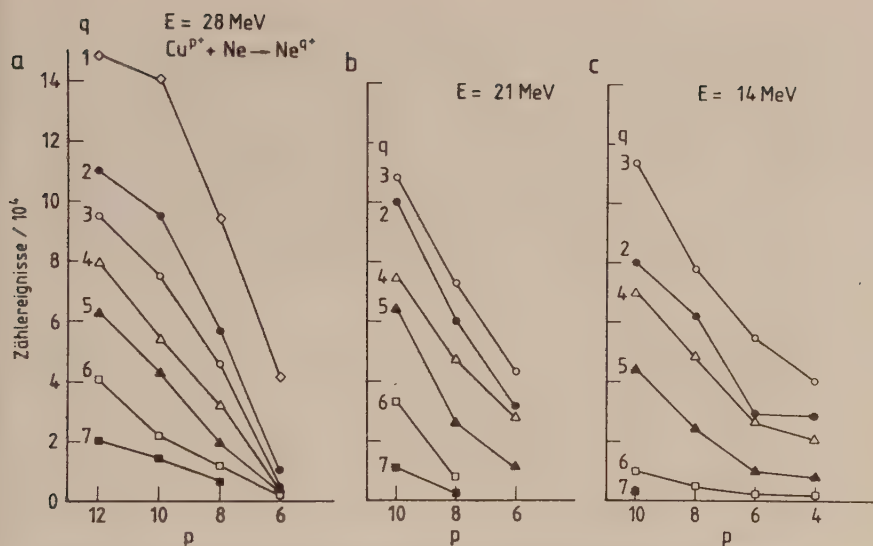


Abb. 5.2.a, b, c: Anzahl der nachgewiesenen Rückstoßionen in Abhängigkeit vom Ladungszustand des Projektils p , untersucht am Stoßsystem $\text{Cu}^{p+} + \text{Neon}$ mit der Energie 28 MeV (a), 21 MeV (b), 14 MeV (c).

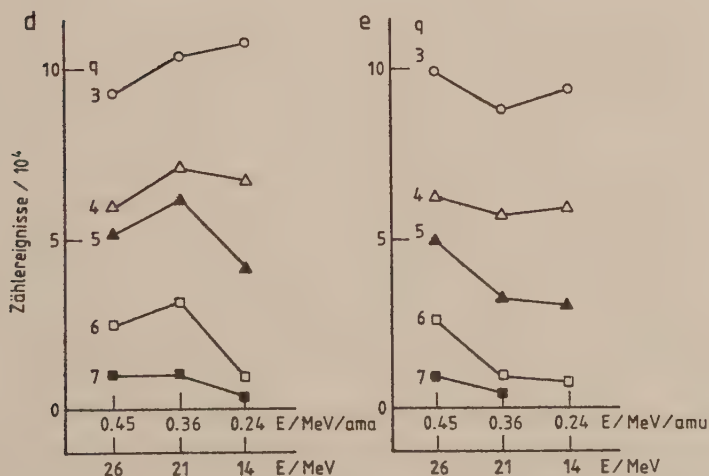


Abb. 5.2.d, e: Anzahl der nachgewiesenen Rückstoßionen in Abhängigkeit von der Energie E des Projektils bei festgehaltenem Ladungszustand p mit $p=10$ (d), $p=8$ (e)

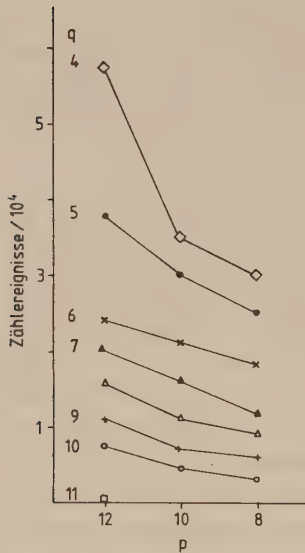


Abb. 5.2.f:

Anzahl der nachgewiesenen Rückstoßionen in Abhängigkeit vom Ladungszustand des Projektils, untersucht am Stoßsystem 28 MeV $\text{Cu}^{p+} + \text{Ar}$

5.3 Messungen mit einem $^{14}\text{N}^{2+}$ -Projektilstrahl aus dem 450 kV-Beschleuniger

Zu einem sehr interessanten Ergebnis hinsichtlich der erreichbaren Umladung im Target führt die nachfolgend dargestellte Untersuchung der Stoßsysteme $^{14}\text{N}^{2+} + \text{Restgas}$ und $^{14}\text{N}^{2+} + \text{Neon}$ bei 666 keV, d.h. bei 47.6 keV/amu. Im Ladungszustandsspektrum des Stoßsystems $\text{N}^{2+} + \text{Restgas}$ (Abb. 5.3.a) treten, wie auch in Kap. 5.2 dargestellt, verschiedene Ionisationszustände der Komponenten von Wasserdampf auf. Die Linien sind H^+ , H_2^+ , O^{2+} , O^{3+} und O^{4+} zuzuordnen.

Beim Stoßsystem $^{14}\text{N}^{2+} + \text{Neon}$ (Abb. 5.3.b) kommen zu den gerade genannten noch Linien von $^{22}\text{Ne}^{3+}$ und $^{20}\text{Ne}^{2+}$, $^{20}\text{Ne}^{3+}$, $^{20}\text{Ne}^{4+}$ sowie $^{20}\text{Ne}^{5+}$ hinzu.

Da für $^{16}\text{O}^{4+}$ und $^{20}\text{Ne}^{5+}$ der Quotient von Masse m zu Ladung q denselben Wert hat, ist eine Trennung der beiden Ionen mit Hilfe des Magneten nicht möglich. Unter sich entsprechenden Bedingungen ergibt der Vergleich mit dem Restgasspektrum ein Verhältnis von $^{16}\text{O}^{4+}$ zu $^{20}\text{Ne}^{5+}$ wie 1 zu 10.

Systematische Untersuchungen des Stoßsystems $^{14}\text{N}^{2+} + \text{Neon}$ in Abhängigkeit von der Projektilenergie (Abb. 5.3.c) zeigen, daß bei Stoßenergien oberhalb von ca. 500keV eine Erzeugung des $^{20}\text{Ne}^{5+}$ -Ladungszustands nachweisbar ist.

Das Besondere am Ergebnis dieser Messungen ist, daß ein relativ hoher Ionisationszustand in Neon - $^{20}\text{Ne}^{5+}$ - durch ein Projektil erzeugt werden kann, das selbst nur wenig ionisiert ist ($^{14}\text{N}^{2+}$) und zudem eine niedrige Energie aufweist.

In der Literatur ist bislang kein Hinweis darauf zu finden, daß in anderswo aufgenommenen Ladungszustandsspektren von Rückstoßionen ebenfalls eine derartig starke Umladung beobachtet worden wäre. Das hier untersuchte Stoßsystem ist m.W. das erste mit einer Projektilenergie pro Nukleon im Bereich von 50keV/amu (also bei $v/v_0 \sim 1$). Ein direkter Vergleich mit anderen Experimenten scheidet daher aus. Den Daten können nur Messungen gegenübergestellt werden, die bei niedrigeren ($E/A \leq 10\text{keV/amu}$) oder höheren ($E/A \geq 100\text{keV/amu}$) Energien aufgenommen wurden.

Untersuchungen bei niedrigeren Energien [GroM 83] zeigen, daß für vergleichbare Ionisationsgrade des Projektils ($p=2+,3+$) das Target Ladungszustände q mit $q \leq 1.5p$ aufweist. Betrachtet man den Einfang von zwei Elektronen in ein höher geladenes Projektil (z.B. $\text{Ar}^{e+} \rightarrow \text{Ar}^{e+2}$) analog zu $\text{N}^{2+} \rightarrow \text{N}^{0+}$, so beträgt $q \leq 2p$.

Im Bereich $100\text{keV/amu} \leq E \leq 700\text{keV/amu}$ liegen nur die eigenen in Kap. 5.2 vorgestellten Daten vor. Für $E/A \geq 700\text{keV/amu}$ (typischerweise $E/A \geq 1\text{MeV/amu}$) gibt es eine Reihe von Untersuchungen [Coc 79, GraC 80], in denen stets $q < 2p$ erfüllt ist. Eine Ausnahme bildet das Stoßsystem 1.05MeV/amu $\text{Ar}^{4+} + \text{Ar}$ [TonK 84], es werden Ar-Rück-stoßionen bis $q=10+$, d.h. $q=2.5p$ nachgewiesen. Allerdings ist hier im Vergleich zu dem in Bochum betrachteten Stoßsystem der primäre Ladungszustand um den Faktor 2 und die Energie um den Faktor 20 höher. Zusammenfassend bleibt festzuhalten, daß die maximale Ionisation des Targets fast ausnahmslos kleiner ist, als dem doppelten Wert der Projektilionisation entspricht.

Die hier in Bochum bei niedriger Energie und niedrigem Ladungszustand des Primärlions am Stoßsystem $\text{N}^{2+} + \text{Ne}$ beobachtete Umladung (maximal erzielter Ionisationsgrad Ne^{5+}) stellt also eine Besonderheit dar. Der mögliche Erzeugungsmechanismus wird daher im Folgenden ausführlich anhand einer Energiebetrachtung diskutiert. Sie zeigt, daß es zur Erzeugung eines drei- oder vierfach geladenen Neon-Ions durch ein N^{2+} -Projektil mit 48keV/amu ausreicht, ein $2s$ - und evtl. zusätzlich ein $2p$ -Elektron zu entfernen. Um ein Ne^{5+} -Ion herzustellen, ist hingegen das Herausschlagen entweder eines $1s$ -Elektrons oder eines $2s$ - zusammen mit einem $2p$ -Elektron notwendig. Bei der Nachbevölkerung dieser Zustände steht dann genügend Energie zur Verfügung, um über Auger-Prozesse weitere vier bzw. drei Elektronen aus dem Target herauszulösen.

Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß sollte dementsprechend klein gegenüber den zu geringerer Targetionisation führenden sein. Die in Kap. 6.3 diskutierten experimentellen Daten unterstreichen dies.

Der Nachweis dieser Ionen ist daher nur bei geeigneter Extraktion, d.h. kleiner Energieverschmierung der Ionen und daraus resultierender guter Auflösung, sowie guter Transmission durch die Apparatur möglich.

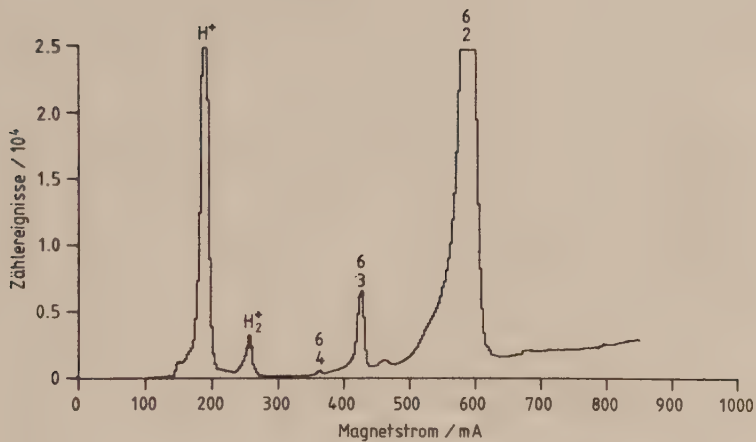


Abb. 5.3.a: Rückstoßionenspektrum des Stoßsystems N^{2+} + Restgas.

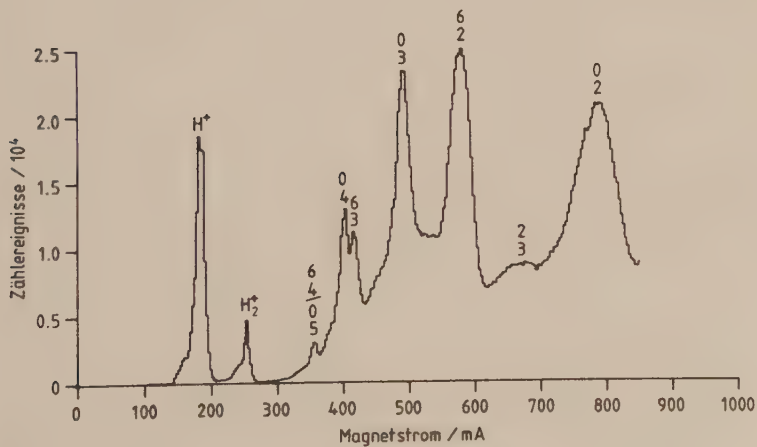


Abb. 5.3.b: Rückstoßionenspektrum des Stoßsystems N^{2+} + Neon

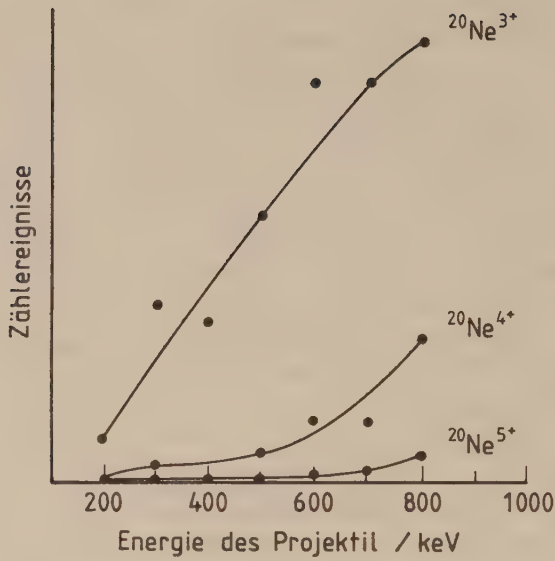


Abb. 5.3.c: Anzahl der erzeugten $^{20}\text{Ne}^{q+}$ Rückstoßionen in Abhängigkeit von der Energie des N^{2+} -Projektilstrahls.

6. Bestimmung von Wirkungsquerschnitten

6.1 Vorstellung verschiedener Meßmethoden

Die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die Erzeugung mehrfach geladener Rückstoßionen in Abhängigkeit von den Eigenschaften des Projektils (Ladungszustand p , Energie E) ist durch verschiedene Verfahren möglich. Für alle aber gilt die Grundvoraussetzung, daß die Einzelstoßbedingung im Target erfüllt sein muß, denn nur dann ist die Ladungszustandsverteilung korreliert mit dem verwendeten Projektil. Eine sehr häufig benutzte Methode zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten setzt die Kenntnis der Stromstärke des Projektilstrahls und der Targetdicke voraus. Aus den relativen Intensitäten der in verschiedenen Ionisationsgraden nachgewiesenen Rückstoßionen werden relative Wirkungsquerschnitte abgeleitet. Der Vergleich des relativen mit einem entsprechend berechneten oder gemessenen absoluten Wirkungsquerschnitt für einen Ladungszustand erlaubt die Umsetzung der vorher experimentell bestimmten relativen Werte in eine absolute Skala.

Dieses Verfahren ist hier nicht anwendbar, da es aus apparativen Gründen nicht möglich ist, den Druck im Gastarget selbst zu messen. Er kann zwar auf der Grundlage der Molekularströmung näherungsweise berechnet werden (Kap. 4.2), jedoch ist diese Rechnung ungenau und liefert lediglich die Größenordnung der Reduktion zwischen dem Druck vor und hinter der Kanüle.

Trotzdem können auch hier Wirkungsquerschnitte bestimmt werden. Die verwendete und nachfolgend skizzierte Methode setzt neben der Einzelstoßbedingung nur voraus, daß alle Ladungszustandsspektren bei gleicher Targetdicke und Normierung, d.h. gleicher im Faradaybecher aufgesammelter Projektilionenladungsmenge pro Meßintervall, aufgenommen werden.

Durch Wechselwirkung eines geladenen Projektilstrahls

mit den Atomen in einem Gastarget werden Rückstoßionen mit einer von den Eigenschaften des Projektils (Energie E , Ionisationsgrad p) abhängigen Ladungszustandsverteilung erzeugt.

Z_j bezeichne die Zahl der pro Zeiteinheit produzierten Ionen im Gastarget im Ionisationsgrad j

$$Z_j = n \cdot n_A \cdot d \cdot \sigma_j$$

mit n =Zahl der Projektil pro Zeiteinheit, n_A =Anzahl-dichte der Atome im Target, d =Dicke des Targets, σ_j =Produktionswirkungsquerschnitt für den Ionisationsgrad j . Die Anzahl der im Ladungszustand $q=j$ nachgewiesenen Rückstoßionen A_j ergibt sich zu

$$A_j = Z_j \cdot w_j,$$

wobei w_j die Wahrscheinlichkeit dafür ist, daß ein im Gastarget erzeugtes Ion des Ionisationsgrads j aus der Wechselwirkungszone extrahiert wird, den Analysator passiert und im Detektor nachgewiesen wird. Die Anzahl der registrierten Ereignisse ist somit definiert als

$$A_t = \sum A_j = n \cdot n_A \cdot d \cdot \sum \sigma_j \cdot w_j.$$

Das Verhältnis $A_j / \sum A_j$ der in verschiedenen Ionisationsgraden nachgewiesenen Ionen gibt Aufschluß über relative Intensitäten. Multiplikation der jeweiligen Anzahl a_j mit dem zugehörigen Ladungszustand $q=j$ und Summation über alle j

$$A_{\text{ion}} = \sum j \cdot A_j = n \cdot n_A \cdot d \cdot \sum j \cdot \sigma_j \cdot w_j$$

ergibt ein Maß für die insgesamt mit diesem Projektil erreichte Umladung.

Das Verfahren zur Bestimmung von absoluten Wirkungsquerschnitten besteht darin, unter gleichen apparativen Voraussetzungen gemessene Ladungszustandsspektren für Schwerionen- und Protonenstoß miteinander zu vergleichen.

Für die im Protonenstoß insgesamt erzeugte Umladung wurden absolute Wirkungsquerschnitte von Pivovarov et al. [PivL 67] und Hooper et al. [HooH 62] mit Hilfe der Kondensatormethode, d.h. durch Sammeln der bei der

Wechselwirkung erzeugten Ladungsträger auf den Platten eines Kondensators, für Projektilenergien im Bereich von $0.15 \leq E/\text{MeV} \leq 3.0$ bestimmt.

Der im Rahmen des Bochumer Experiments im Protonenstoß gemessenen Umladung A_{n^P} kann dann anhand der Daten von [PivL 67] bzw. [HooH 62] ein absoluter Netto-Ionisationswirkungsquerschnitt $\sigma_{n^S} = \sum j \cdot \sigma_j$ zugeordnet werden.

Die im Schwerionenstoß erzeugte Umladung wird mit A_{n^S} bezeichnet.

Da gleicher Druck im Target Voraussetzung ist, folgt für das Verhältnis der erzielten Umladungen

$$\frac{A_{n^S}}{A_{n^P}} = \frac{n^S}{n^P} \cdot \frac{\sum j \cdot \sigma_j^S \cdot w_j^S}{\sum j \cdot \sigma_j^P \cdot w_j^P}$$

Die Wahrscheinlichkeit $w_j^{S,P}$ hängt wesentlich von der Energieverschmierung der Rückstoßionen ab. Diese setzt sich - ähnlich zu den Verhältnissen bei Linienbreiten - aus einer apparativen und einer vom Stoßprozeß bestimmten Komponente zusammen. Bei der stoßabhängigen Energieverschmierung spielt die Art des Projektils, bei der apparativen der Entstehungsort des Ions im extrahierenden elektrischen Feld und somit sein Ladungszustand die entscheidende Rolle. Solange die im Stoß auf das Ion übertragene Energie klein im Vergleich zu seiner Energie ist, was für die hier verwendeten Schwerionen- und Protonen-Projektilstrahlen mit den Energien $E/A = 0.444 \text{ MeV/amu}$ bzw. $E/A = 0.415 \text{ MeV/amu}$ zutrifft, kann der Effekt vernachlässigt werden.

Es bleibt, die Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit w_j vom Ionisationsgrad j , d.h. die apparative Komponente zu betrachten. Die Anzahl der nachgewiesenen Ionen im Ladungszustand j wurde für Beschleunigungsspannungen U_{EZA} im Bereich von $-100 \text{ V} \leq U_{EZA} \leq -200 \text{ V}$ und dazu passend eingestellten Mittenspannungen der Einzellinsen gemessen. Es zeigte sich, daß bei sorgfältiger Einstellung der Potentiale die Zählraten für Ionen im Ladungszustand j unabhängig von U_{EZA} mit Schwankungen im Bereich von 5% reproduziert wurden. Der Einfluß der Rekombination auf die gemessene Zahl A_j ist bei dem verwendeten Druck von 0.4 mbar vor der Gasnadel (Kap.

6.2) und daraus resultierender mittlerer freier Weglänge $l=3\text{m}$ im Vergleich zum Elektrodenabstand $d=14\text{mm}$ und erst recht im Außenraum bei einem Kammerdruck von $2 \cdot 10^{-6}\text{mbar}$ zu vernachlässigen.

Es gilt somit $w_3^S = w_3^P = w$.

Daraus folgt für das Verhältnis der erzielten Umladung

$$\frac{A_{11}^S}{A_{11}^P} = \frac{n^S}{n^P} \cdot \frac{\sum j \cdot \sigma_j^S}{\sum j \cdot \sigma_j^P} \quad ,$$

mit $\sum j \cdot \sigma_j^P = \sigma_{11}^P$ aus [PivL 67] bzw. [HooH 62] ergibt sich der absolute Netto-Ionisationswirkungsquerschnitt für Schwerionen $\sigma_{11}^S = \sum j \cdot \sigma_j^S$.

Die ladungsspezifischen (partiellen) Wirkungsquerschnitte ergeben sich nach

$$\sigma_j^S = \frac{A_j^S}{A_{11}^P} \cdot \frac{n^P}{n^S} \cdot \sigma_{11}^P \quad .$$

6.2 Bestimmung von Wirkungsquerschnitten, apparative Voraussetzungen

Bei der Durchführung der Messungen sind insbesondere folgende Gesichtspunkte zu beachten.

Zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten mittels der skizzierten Methode ist ein 'vollständiges', d.h. alle Ionisationszustände von Neon enthaltendes Spektrum notwendig. Die Beschleunigungsspannung ist daher, wie in Kap. 5.1.2 erläutert, auf $U=-100\text{V}$ einzustellen.

Da die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors zählratenabhängig ist (Kap. 4.4), sollte die Anzahl der pro Sekunde auf das Channeltron treffenden Rückstoßionen kleiner als maximal 20kHz sein. Dies ist über geeignete niedrige Einstellungen des Gasdrucks und der

Stromstärke des Primärstrahls zu erreichen. Je kleiner der Gasdruck im Target ist, um so weniger erhöht sich durch den Gaseinlaß der Kammerdruck, und desto größer wird die jeweilige mittlere freie Weglänge der Ionen. Die Strahlstromstärke sollte eine gewisse Grenze nicht unterschreiten, um bei guter Statistik eine zügige Durchführung der Messungen zu gewährleisten. Aus den in Kap. 5.2.1 gegebenen Daten für die Druckabhängigkeit der Rückstoßionen-Produktion unter Verwendung der offenen Targetkonfiguration wurde deshalb ein Gasdruck $p=0.4\text{mbar}$ vor der Kanüle und eine Stromstärke des Projektilstrahls von ca. 20nA ausgewählt.

Unter Einsatz des 4MV-Tandem-Beschleunigers stehen $^{63}\text{Cu}^{P+}$ ($^{58}\text{Ni}^{P+}$)-Projektil mit Ionisationszuständen $6 \leq p \leq 12$ und Energien im Intervall $14\text{MeV} \leq E \leq 28\text{MeV}$ zur Verfügung. Wie aber bereits in Kap. 5.2.2 gezeigt, ist die Anzahl der erzeugten Rückstoßionen in diesem Bereich nahezu energieunabhängig. Aus diesem Grunde wurden die Untersuchungen am Stoßsystem $28\text{MeV } ^{63}\text{Cu}^{P+} + \text{Ne}$ durchgeführt. Die Energie des Projektils pro Nukleon beträgt dann $E/A=444\text{keV}/\text{amu}$.

Die Anzahl $A_{\text{R}} = \Sigma j \cdot A_j$ der im Ladungszustandsspektrum nachgewiesenen Rückstoßionen ist dann mit der bei derselben Energie durch Protonenstoß erzeugten zu vergleichen (Kap. 6.1). Ein 415keV -Protonenstrahl stand unter Verwendung des in Bochum vorhandenen 450keV -Beschleunigers (Kap. 4.1) zur Verfügung. Beide Primärstrahlen konnten ohne Änderung der experimentellen Bedingungen abwechselnd in das Target eingeschossen werden (Kap. 6.2.2).

Unter Einsatz des 450kV -Beschleunigers wurden außerdem die Stoßsysteme $700\text{keV } ^{14}\text{N}^{2+}$ ($E/A=50\text{keV}/\text{amu}$) bzw. 50keV p mit Neon als Targetgas (Kap. 6.2.3) untersucht. Um die Abhängigkeit der Rückstoßionen-Produktion von der Energie des Protonenstrahls zu untersuchen, wurden Ladungszustandsspektren bei verschiedenen Projektilenergien aufgenommen (Kap. 6.2.1).

Die Ergebnisse der Messungen werden in den nachfolgen-

den Abschnitten diskutiert.

Bei der Auswertung der gemessenen Spektren wird wegen der Nichtlinearität des magnetischen Separators die maximale Amplitude der zu einem bestimmten Verhältnis von m/q gebörenden Linie als Maß für die Anzahl der nachgewiesenen Rückstoßionen verwendet. Der Anteil der den Ladungszuständen von Neon teilweise überlagerten Linien des Restgases (O^{7+} , H^+) wird aus den getrennt aufgenommenen Restgasspektren und durch Vergleich mit im Neon-Spektrum vorhandenen Einzellinien (O^{8+} , H^+) abgeschätzt. Für den Vergleich der Ausbeuten an Rückstoßionen in Abhängigkeit von verschiedenen Projektil-ladungszuständen (z.B. Cu^{17+} oder Protonen) ist zu beachten, daß die Spektren auf gleichen Teilchenstrom normiert sind und der linearen Abhängigkeit von der Teilchenzahl Rechnung getragen werden muß.

6.2.1 Variation der Protonenenergie

Absolute Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Ionen durch Protonenstoß wurden von mehreren Experimentatoren [IliA 59, HooM 61, HooH 62, SolI 62 PivL 67] an speziell konstruierten Gaszellen für verschiedene Targetgase gemessen.

Eine erste theoretische Beschreibung des Ionisationsprozesses bei hohen Energien wurde von Bethe [Bet 30] unter Zugrundelegung der Born'schen Näherung gegeben. Sie sagt voraus, daß sich der Wirkungsquerschnitt für Protonen gemäß

$$\sigma = (A/E) \ln BE$$

mit der Energie E des Projektils ändern sollte, wobei B invers proportional zur gemittelten Ionisationsenergie

und A mit den anderen Parametern des Stoßsystems verknüpft ist. Hooper et al. [HooH 62] haben anhand ihrer Messungen die Größen A und B für das Energieintervall $0.15\text{MeV} \leq E \leq 1.1\text{MeV}$ bestimmt. Sie zeigen ferner, daß die experimentellen Resultate bei doppelt logarithmischer Auftragung gegen die Energie auf einer Geraden liegen. Für die Variation des Wirkungsquerschnitts gilt daher vereinfachend: $\sigma = A \cdot E^{-C}$, wobei A und C für das jeweilige Targetgas charakteristisch sind. Pivovar et al. [PivL 67] erweiterten die Messungen auf den Energiebereich von $1\text{MeV} \leq E \leq 3\text{MeV}$. Die Untersuchungen ergaben, daß die obige Formel mit ungeänderten Konstanten für viele Targetgase auch bei höheren Energien ihre Gültigkeit behält. Dies gilt allerdings nicht für Neon, hier fällt die Kurve steiler ab. Bei extremer Extrapolation der Datensätze für Neon von einem Meßbereich auf den jeweils anderen differieren die ermittelten Wirkungsquerschnitte um ca. 20%, was außerhalb der angegebenen Fehler von 10% [PivL 67] und 6% [HooH 62] liegt. Die Ursache der Abweichungen ausgerechnet bei Neon ist unbekannt.

Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Protonenenergien stimmen die Daten innerhalb der Fehlergrenzen überein, die oben angegebene Formel mit den von Hooper et al. bestimmten Konstanten ist gut anwendbar.

Um die Abhängigkeit der Anzahl der nachgewiesenen Rückstoßionen von der Energie E des Protonenstrahls zu studieren, wurden unter gleichen experimentellen Bedingungen Protonenstrahlen mit $E = 2.282\text{MeV}$, 0.7MeV , 0.415MeV , 0.208MeV , 0.05MeV in das Gastarget eingeschossen und dazu Ladungszustandsspektren der Rückstoßionen aufgenommen. In Abb. 6.2.1.a ist in doppelt logarithmischer Darstellung die Summe A_n der in einer Messung registrierten Rückstoßionen gegen die zugehörige Protonenenergie aufgetragen. Es zeigt sich die erwartete Potenzgesetz Abhängigkeit. Mit Hilfe der Daten aus der Literatur [HooH 62, PivL 67] kann der jeweiligen Anzahl $A_n(E)$ ein absoluter Wirkungsquerschnitt zugeordnet werden.

Diese σ_n betragen für die verschiedenen Energien:

$E=2.282\text{MeV}$	$\sigma_n = 0.30 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^2$ [PivL 67]
$E=0.700\text{MeV}$	$\sigma_n = 0.76 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^2$ [HooH 62]
$E=0.415\text{MeV}$	$\sigma_n = 1.23 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^2$ [HooH 67]
$E=0.208\text{MeV}$	$\sigma_n = 1.73 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^2$ [HooH 67]
$E=0.050\text{MeV}$	$\sigma_n = 4.61 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^2$ [HooH 67]

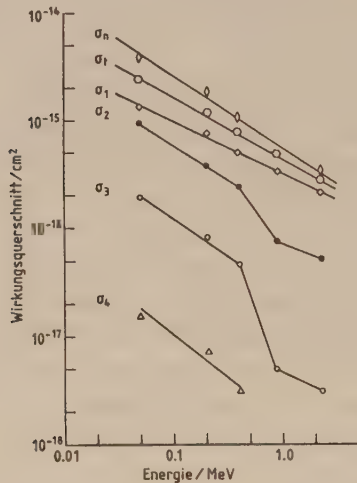


Abb. 6.2.1.a: Anzahl $A_n(E) = \sum_j A_j(E)$ der nachgewiesenen Rückstoßionen aufgetragen gegen die zugehörige Projektilenergie E/A .

6.2.2 Bestimmung von Wirkungsquerschnitten am Stoßsystem $^{63}\text{Cu}^{2+} + \text{Neon}$

Wirkungsquerschnitte für die Rückstoßionen-Produktion im Schwerionenstoß können anhand der am Anfang dieses Kapitels skizzierten Methode durch Vergleich mit einer durch einen Protonenstrahl erzeugten Ladungszustandsverteilung bestimmt werden.

Als Schwerionenprojekttil steht $^{63}\text{Cu}^{2+}$ mit $E=28\text{MeV}$ ($E/A=0.444\text{MeV/amu}$) zur Verfügung. Die Gesamtzahlen A_n der bei diesem Stoßsystem und für $415\text{keV p} + \text{Ne}$ nachgewiesenen Rückstoßionen sind daher miteinander zu vergleichen. Daraus läßt sich der Netto-Ionisationswirkungsquerschnitt $\sigma_n = \sum j \cdot \sigma_j$ für das Cu-Projekttil ableiten. Aus dem Verhältnis der zu einem bestimmten Ionisationsgrad des Rückstoßions gehörenden Amplitude A_j zur insgesamt gemessenen Umladung $A_n = \sum j \cdot A_j$ folgt der ladungsspezifische (partielle) Wirkungsquerschnitt. In Tab 6.2.2.a sind der totale (σ_t), der Netto-Ionisationswirkungsquerschnitt (σ_n) und die zu verschiedenen Ionisationszuständen von Neon gehörenden Wirkungsquerschnitte (σ_j) eingetragen und in Abb. 6.2.2.b in Abhängigkeit vom Ladungszustand des Projektils dargestellt.

Tab. 6.2.2.a: Gemessene Wirkungsquerschnitte für das Stoßsystem
28MeV $\text{Cu}^{2+} + \text{Ne}$

	Cu^{12+}	Cu^{10+}	Cu^{8+}	Cu^{6+}
	$\sigma/10^{-16}\text{cm}^2$	$\sigma/10^{-16}\text{cm}^2$	$\sigma/10^{-16}\text{cm}^2$	$\sigma/10^{-16}\text{cm}^2$
σ_n	91.9	68.4	45.1	30.4
σ_t	38.3	27.2	18.9	13.5
σ_1	14.6	9.4	6.7	5.8
σ_2	9.0	6.3	5.1	3.4
σ_3	6.3	5.0	3.2	1.7
σ_4	4.1	3.1	2.1	1.2
σ_5	2.4	1.9	0.9	0.7
σ_6	1.3	1.0	0.6	0.5
σ_7	0.6	0.6	0.3	0.2

Die Wirkungsquerschnitte skalieren im Mittel wie $q^{1.6}$. Der Fehler der angegebenen Wirkungsquerschnitte setzt sich aus folgenden Komponenten zusammen: (1) Ungenauigkeit bei der Bestimmung der maximalen Amplitude einer Linie 5%, (2) die Zählraten der Linien sind auf 10% reproduzierbar, (3) 10% Unsicherheit bei der Korrektur überlagerter Linien des Restgases, (4) 10% Fehler der

gemessenen absoluten Wirkungsquerschnitte. Punkt (1) und (2) gelten sowohl für die mit dem Schwerionen-, als auch mit dem Protonenstrahl gemessenen Daten. Der Fehler beträgt damit rund 25%.

Theoretische Daten liegen für diesen Energiebereich nicht vor (Kap. 3). Es existieren Rechnungen von Olson [Ols 79] für die Energie $E/A=1.0\text{ MeV/amu}$. Der Fehler wird allerdings mit 50% angegeben. Cocke [Coc 79] berechnete Wirkungsquerschnitte auf der Grundlage des Energy Deposition (ED)-Modells, die sich aber z.T. erheblich von den vorgenannten [Ols 79] unterscheiden.

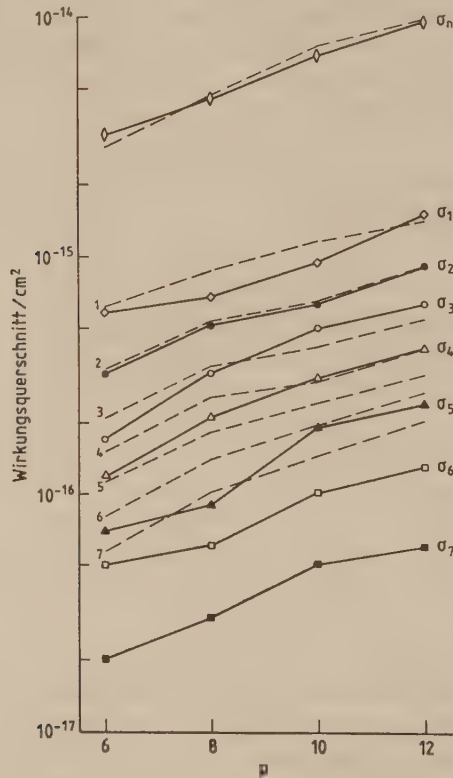


Abb. 6.2.2.b: Experimentell ermittelte Wirkungsquerschnitte σ in Abhängigkeit vom Ladungszustand p des Projektils, gestrichelte Linien: mit der Projektilenergie E gemäß $\sigma \sim 1/\sqrt{E}$ skalierte theoretische Werte [Ols 79].

Diese Werte lassen sich entsprechend der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts σ von der Energie E des Projektils auf die hier verwendete Energie pro Nukleon $E/A=0.444\text{MeV/amu}$ skalieren. In Abb. 6.2.2.b sind die unter Zugrundelegung der empirisch ermittelten Beziehung $\sigma \sim 1/E$ [SchB 83] skalierten Ergebnisse von Olson eingetragen. Der Vergleich mit den Meßwerten zeigt, daß die theoretischen Werte für den Netto-Ionisations- σ_n sowie für die ladungsspezifischen Wirkungsquerschnitte σ_1 bis σ_4 recht gut mit den experimentellen übereinstimmen, Die Produktion von Rückstoßionen höherer Ionisationsgrade wird hingegen z.T. erheblich überschätzt.

Skalierung entsprechend der durch die Theorie vorgegebenen Beziehung $\sigma \sim 1/E$ ergibt generell eine Überschätzung aller Wirkungsquerschnitte. Ebenso passen die von Cocke anhand des ED-Modells berechneten Werte nicht zu den gemessenen Wirkungsquerschnitten. Die letztgenannten Ergebnisse sind aus diesem Grunde in Abb. 6.2.2.b nicht eingezeichnet.

Der Vergleich mit experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitten anderer Autoren erfolgt in Kap. 6.2.4.

6.2.3 Bestimmung von Wirkungsquerschnitten am Stoßsystem $700\text{keV } N^{2+} + \text{Neon}$

In der gleichen oben geschilderten Weise wurden die Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Rückstoßionen für das Stoßsystem $700\text{keV } N^{2+} + \text{Ne}$ ($E=50\text{keV}$) ermittelt. Die Ergebnisse sind in Tab. 6.2.3.a zusammengestellt. Die Fehler betragen auch hier analog zur Diskussion in 6.2.2 ca. 25%.

Tab. 6.2.3.a: Gemessene Wirkungsquerschnitte für das Stoßsystem
0.7 MeV $N^{2+} + Ne$

	N^{2+}
	$\sigma / 10^{-16} \text{ cm}^2$
σ_{tot}	15.0
σ_1	5.8
σ_{22}	3.0
σ_{23}	0.97
σ_{24}	0.08
$\langle \sigma_{25} \rangle$	0.008

Theoretische Berechnungen liegen für diesen Energiebereich insgesamt bislang nicht vor. Auch scheint eine entsprechende Skalierung der für wesentlich höhere als die hier verwendete Energie berechneten Wirkungsquerschnitte nicht angezeigt, da bei dieser Geschwindigkeit, wie schon diskutiert, andere Wechselwirkungsmechanismen eine Rolle spielen (Kap. 3). Wie bereits ausführlich in Kap. 5.3 diskutiert, stellt die Herstellung von $^{20}\text{Ne}^{5+}$ -Ionen in diesem Stoßsystem eine Besonderheit dar. Dieser Ladungszustand sollte vorzugsweise durch K-Loch-Erzeugung mit nachfolgender Autoionisation gebildet werden. Fritsch [Fri 86] berechnete den Wirkungsquerschnitt speziell für diesen Prozeß zu

$$\sigma(\text{Neon K-Loch}) = 1.4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2.$$

Der aus den Spektren abgeschätzte Wert ($\sigma_{\text{S}} = 8 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$) liegt somit um den Faktor 50 höher.

Selbst in Anbetracht der für Rechnung und Messung anzusetzenden Fehler besteht immer noch eine deutliche Diskrepanz zwischen den Ergebnissen des Experiments und der Theorie.

6.2.4 Vergleich mit anderen Experimenten

Die in Bochum durchgeführten Messungen von Netto- und ladungsspezifischen Wirkungsquerschnitten zur Erzeugung von Neon-Rückstoßionen im Schwerionenstoß bei einer Energie von $E/A=0.444\text{MeV/amu}$ sind in dieser Ausführlichkeit die einzigen ihrer Art in diesem Energiebereich. Sie sind in Beziehung zu Daten zu setzen, die bei wesentlich höheren Energien (d.h. $E/A \gg 0.9\text{MeV/amu}$) aufgenommen wurden.

Bisher lagen Netto-Ionisationswirkungsquerschnitte für $\langle E/A=0.31, 1.14, 4.75\text{MeV/amu} \rangle$ CP^{+-} [SchB 81], 1.4MeV/amu U^{44+-} [SchB 82] und $\langle E/A=0.75, 1.37\text{MeV/amu} \rangle$ ClP^{+-} [Coc 79] Projektile vor.

Der Vergleich der Netto-Ionisationswirkungsquerschnitte σ_n ist wie folgt möglich. Olson [Ols 78] und Olson et al. [OlsB 78] fanden ein Skalierungsgesetz für Stöße zwischen hochgeladenen Ionen und Wasserstoff- bzw. Heliumtargets. Die Wirkungsquerschnitte fallen dann auf eine einzige Kurve, wenn sie dividiert durch den Ionisationsgrad p des Projektils aufgetragen werden gegen die Stoßenergie pro Nukleon ebenfalls geteilt durch den Ladungszustand des Projektils. Dieses Verfahren ist auch auf Netto-Ionisationswirkungsquerschnitte anwendbar, da sie direkt proportional zum Betrag der Ladung sind, die insgesamt von einem gegebenen Targetatom entfernt werden kann. Bei hohen Energien stimmt die Kurve gut mit der Born'schen Näherung überein, d.h. die Wirkungsquerschnitte sind proportional zu p^2/E . Zu niedrigen Energien hin strebt die Kurve jedoch einer Grenze zu, bei der der Wirkungsquerschnitt sich linear mit p ändert, aber unabhängig von der Energie ist.

Diese sind, zusammen mit den in Bochum für 0.444MeV/amu CuP^{+-} und 0.05MeV/amu N^{2+-} Projektile ermittelten in Abb. 6.2.3.a in einer reduzierten Darstellung, d.h. σ_n/p gegen $E/(A \cdot p)$ eingetragen.

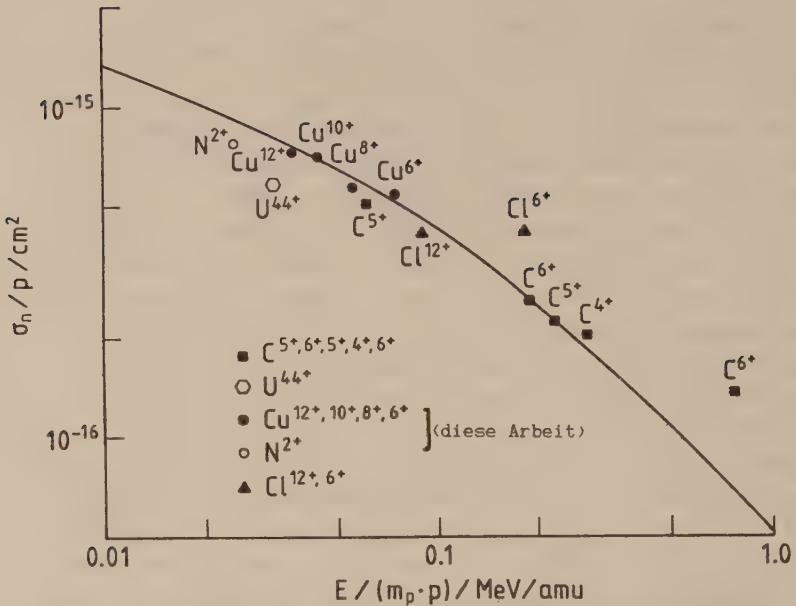


Abb. 6.2.3.a: Darstellung gemessener Netto-Ionisationswirkungsquerschnitte σ_n dividiert durch den Ladungszustand p des Projektils aufgetragen gegen die reduzierte Energie pro Nukleon $E/(A \cdot p)$.

Die in Bochum gemessenen Daten schließen an die bisher bekannten Werte zu kleineren reduzierten Energien $E/(A \cdot p)$ hin an. Sie stimmen recht gut mit der berechneten Kurve überein. Lediglich der reduzierte Wirkungsquerschnitt für σ_n/p für N^{2+} weicht um ca. 20% ab, was aber mit den angegebenen Fehlergrenzen verträglich ist. Ladungsspezifische Wirkungsquerschnitte für Neon bei Energien $E/A \geq 0.4 \text{ MeV/amu}$ wurden bislang außer im Rahmen dieser Arbeit für U^{44+} - und $(C, N, O, F, Cl)^{P+}$ - Projektilen ermittelt. Im Fall von $1.4 \text{ MeV/amu } U^{44+}$ [SchB 82] liegen die Wirkungsquerschnitte σ_1 bis σ_8 im Bereich von 10^{-14} cm^2 bis 10^{-16} cm^2 . Anwendung der semiempirischen Formel $\sigma \sim q^{1.5} / (E/A)^{0.5}$ [SchB 83] und Skalierung auf $E/A = 0.444 \text{ MeV/amu}$ ergibt vergleichbare Werte für σ_n und σ_1 . Die anderen Wirkungsquerschnitte (σ_2 bis σ_8) sind z.T. deutlich kleiner als die hier erzielten, haben

aber im allgemeinen noch die gleiche Größenordnung. Der Vergleich mit den Daten von Cocke [Coc 79], der die hier benutzte Methode der Wirkungsquerschnittsbestimmung als erster verwendete, ist aus folgenden Gründen nur eingeschränkt möglich.

Cocke [Coc 79] vergleicht die für die Stoßsysteme $(29-45)\text{MeV Cl}^{P+} + \text{Ne}$, d.h. $0.74\text{MeV/amu} \leq E/A \leq 1.3\text{MeV/amu}$ aufgenommenen Daten mit denen für Protonen der Energie $E=2.14\text{MeV}$. Er assoziierte den von Pivovar et al. [PivL 67] angegebenen Netto-Ionisationswirkungsquerschnitt mit der Anzahl der erzeugten einfach geladenen Rückstoßionen. Anhand der in Bochum mit Protonen gemessenen Daten (Kap. 6.2.1) läßt sich zeigen, daß mit der Außerachtlassung der anderen Ladungszustände eine überschätzung dieses Wirkungsquerschnitts um den Faktor $4/3$ einhergeht. Ist die Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte für den Schwerionenstoß entsprechend den vorstehend (Kap. 6.2) erläuterten Vorschrift geschehen, was der Veröffentlichung nicht zu entnehmen ist, so wären die angegebenen Daten um den genannten Faktor zu groß. Es fällt auf, daß sich die angegebenen Wirkungsquerschnitte über drei bis vier Zehnerpotenzen erstrecken, z.B. für Cl^{10+} von ca. $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{-13} \text{cm}^2$ bis ca. $\sigma_1 = 1.5 \cdot 10^{-15} \text{cm}^2$. Sowohl im hier betrachteten Stoßsystem $0.444\text{MeV/amu Cu}^{P+} + \text{Ne}$ als auch für $1.4\text{MeV/amu U}^{44+} + \text{Ne}$ liegen die Wirkungsquerschnitte im Bereich von zwei Größenordnungen.

Eine Gegenüberstellung der von Gray et al. [GraC 80] mit $(\text{C}, \text{N}, \text{O}, \text{F})^{P+}$ -Projektilen der Energie 1MeV/amu aufgenommenen Daten mit den in Bochum bestimmten, zeigt bei Skalierung der Werte entsprechend der semiempirischen Formel $\sigma \cdot 1/\sqrt{E}$ eine Übereinstimmung der Wirkungsquerschnitte niedriger und mittlerer Ladungszustände mit einer Schwankungsbreite von 50%.

7 . Vorüberlegungen zur Bestimmung der Lebensdauer metastabiler Niveaus im μs -Bereich

In den voranstehenden Abschnitten wurden die Eigenschaften und Möglichkeiten der Apparatur zur Erzeugung und Extraktion von Rückstoßionen aufgezeigt. Es wurde insbesondere demonstriert, daß bei Verwendung der offenen Gastargetanordnung die Einzelstoßbedingung erfüllt ist und somit Wirkungsquerschnitte für die Herstellung von Rückstoßionen in Abhängigkeit von den Parametern des Projektils - Energie und Ladungszustand - bestimmt werden können. Der Einsatz der geschlossenen Konfiguration bietet diese Möglichkeit zwar nicht, erlaubt aber dafür eine Steigerung des sekundären Ionenstroms um bis zu zwei Größenordnungen. Für niedrige Ionisationsgrade der Rückstoßionen sind somit Ströme im pA-Bereich herstellbar.

Es erscheint daher aussichtsreich einen solchen sekundären Ionenstrahl für die Messung von Lebensdauern metastabiler Zustände im μs -Bereich zu benutzen.

Der bisher verwendete Aufbau ist dazu um einige Komponenten zu erweitern, die hier kurz vorgestellt und im weiteren detailliert beschrieben werden.

Von den in Frage kommenden metastabilen Zuständen hat das $1s2p^2 \ ^4P_{1/2}$ -Niveau in Ne^{20+} theoretischen Berechnungen zufolge die kürzeste Lebensdauer mit $\tau=42\mu\text{s}$. Dieser Zeit entspricht unter den gewählten experimentellen Bedingungen (die Energie des Ions beträgt $E=q\phi\cdot 200\text{V}$) eine Wegstrecke von ca. 4m. Eine Verringerung der Ionenenergie auf die hier trotz hoher Verluste gerade noch mögliche $E=q\phi\cdot 10\text{V}$ führt zu einem Weg von ca. 90cm. Dies schließt eine Messung in der herkömmlichen Weise, z.B. mit ortsempfindlichen Detektoren, aus.

Um aber dennoch diese Lebensdauer messen zu können, muß der Weg der Ionen auf einen kleinen Bereich beschränkt, also quasi aufgewickelt werden. Dies soll mit Hilfe einer Ionenfalle geschehen. Diese wird, angefangen von

den grundsätzlichen Überlegungen über den experimentellen Aufbau bis hin zu Simulationsrechnungen der Bahnen eingefangener Teilchen, im Kap. 7.3 vorgestellt. Ein solcher Einfang ist nicht kontinuierlich möglich, da ein vom Detektor - dieser wird in Kap. 7.4 beschrieben - registriertes Lichtquant zu der Zeit in Relation gesetzt werden muß, zu der das emittierende Ion gebildet wurde. Des weiteren ist er nicht mit der Betriebsart der gewählten Falle vereinbar. Der Rückstoßionenstrahl muß daher gepulst sein, was entweder durch Pulsung des primären oder des sekundären Strahls erfolgen kann. Der zweiten Möglichkeit entsprechend wird der nach Ladungszuständen selektierte Rückstoßionenstrahl durch Ein- und Ausschalten des Feldes eines elektrischen Quadrupols gepulst. Genaue Angaben zu diesem Bauteil finden sich in Kap. 7.1. Im übrigen ist zu bedenken, daß der Einfang von Ionen um so leichter erfolgen kann, je kleiner deren Geschwindigkeit ist. Zur Abbremsung des bereits gepulsten sekundären Ionenstrahls wird die in Kap. 7.2 beschriebene Driftstrecke verwendet. Das Prinzip der Experimentdurchführung ist in Kap. 7.5 erläutert. Die ersten mit diesem erweiterten Aufbau durchgeführten Messungen werden in Kap. 8 diskutiert.

7.1 Pulsung des sekundären Ionenstrahls mittels eines elektrischen Quadrupols

Zur Pulsung, d.h. zur periodischen Auslenkung des ladungszustandsselektierten Rückstoßionenstrahls aus seiner ursprünglichen Flugrichtung genügte ein einfacher Plattenkondensator. Die hier verwendete, in Abb.7.1.a schematisch wiedergegebene Anordnung, bietet zusätzlich die Möglichkeit, die Strahlform bei kontinuierlichem Durchschuß zu beeinflussen. Sie erwies sich im Experiment in Bezug auf Transmission und Pulsung als einem ebenfalls getesteten Plattenkondensator weit überlegen.

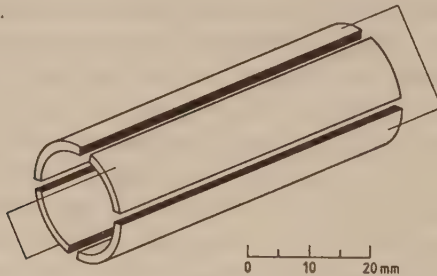


Abb. 7.1.a: Zur Pulsung des Rückstoßionenstrahls verwendeter elektrischer Quadrupol, Abmessungen in mm.

Der sekundäre Ionenstrahl ist sehr empfindlich gegenüber Änderungen des Verhältnisses der an den Plattenpaaren anliegenden Spannungen U_{K1} , U_{K2} . Diese betragen bei kontinuierlichem Durchlaß $U_{K1} = U_{K2} = -200V$, d.h. die Ionen bewegen sich durch einen für sie feldfreien Raum, da sie das gleiche Potential wie zuvor erfahren. Erhöht man eine der beiden Spannungen um wenige Volt, so sinkt die Zahl der durchgelassenen Ionen rapide ab. Bereits bei einer Änderung von $\Delta U = 50V$ (Kap. 8.1) werden hinter dem elektrischen Quadrupol in Geradeausrichtung keine Ionen mehr nachgewiesen. Zur Pulsung des Ionenstrahls beim Betrieb der Ionenfalle wird die Spannung an einem Plattenpaar periodisch von $U_K = 0V$ auf $U_K = -200V$ abgesenkt.

7.2 . Abbremsung der Rückstoßionen in einer Driftstrecke

Die Abbremsung des sekundären Ionenstrahls erfolgt in einer Driftstrecke, deren Prinzipskizze in Abb. 7.2.a gezeigt ist. In geringer Entfernung aufeinander folgende, durch Widerstände verbundene Elektroden erzeugen in der Mittenbohrung ein Feld, das die Ionen von ihrer Anfangsenergie $E=q_e \cdot U_{DA}$ allmählich ohne die sonst auftretende starke Aufweitung des Strahlquerschnitts [Hub 83] in die Endenergie $U=q_e \cdot U_{DE}$ überführt. Die Spannungen U_{DA} bzw. U_{DE} liegen dabei an der ersten bzw. letzten Elektrode an.

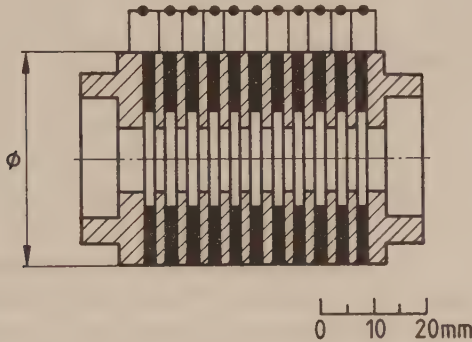


Abb. 7.2.a: Abbremsung der Ionen in einer Driftstrecke, Maße in mm.

7.3 Vorüberlegungen zum Einfang ladungszustands- selektierter Ionen in eine Ionenfalle

Die für den Einfang von Ionen benutzten Fallen lassen sich in zwei Typen klassifizieren:

Eine häufig verwendete Anordnung ist die von Paul et al. [PauO 58] und Wuerker et al. [WueS 59] unabhängig voneinander entwickelte Quadrupolfalle (Abb. 7.3.a).

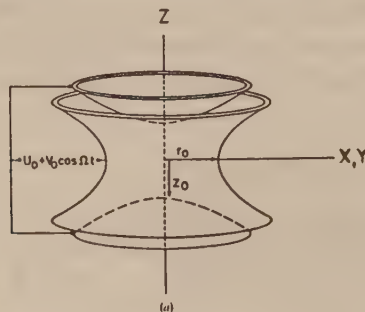


Abb. 7.3.a: Darstellung einer Quadrupolfalle [Wer 85]

Sie weist einen zylindersymmetrischen elektrischen Potentialverlauf auf; die Spannung liegt zwischen den Kappen und der Ringelektrode an. Der Betrieb erfolgt entweder mit konstant gehaltener Spannung und entlang der z-Achse überlagertem magnetischen Feld (Penning-Käfig) oder ohne Magnetfeld unter Verwendung eines oszillierenden elektrischen Feldes zum Einfang der Ionen (Paul-, rf-Käfig). In einer rf-Falle können bis zu 10^6 Ionen/cm³ für eine Dauer von maximal mehreren Tagen gespeichert werden [Deh 69, Wer 85]. Durch geeignete Wahl der Hochfrequenz ist eine Selektion nach Massen möglich [OS 82].

Eine andere Anordnung ist der in Abb. 7.3.1.b gezeigte zylinderförmige Käfig. Dieser wurde zuerst von Kingdon [Kin 23] beschrieben und von Herb et al. [MouP 64] zum Vakuummeßinstrument weiterentwickelt.

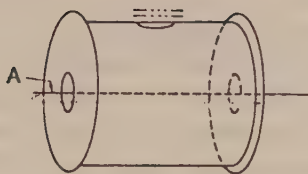


Abb. 7.3.b: Darstellung einer elektrostatischen Falle [MarP 82],
A=Zentraldraht.

In dieser Falle bewegen sich die Ionen in einem elektrischen Feld, das durch Anlegen einer Spannung zwischen Zentraldraht und Außenzylinder erzeugt wird. Die Speicherzeit ist den Literaturangaben [PriW 77] zufolge im Vergleich zur Quadrupolfalle klein.

Bislang wurden Ionen nahezu ausschließlich in der in Betrieb befindlichen Falle durch Wechselwirkung eines Elektronen- oder Ionenstrahls mit einem Targetgas hergestellt. An in dieser Form erzeugten und gespeicherten Ionen wurden spektroskopische Untersuchungen, u.a. Bestimmung von Hyperfeinstrukturaufspaltungen [SchF 69, MajW 73, PriW 77, BecB 84] und Lebensdauern [PriS 71, IffW 76, VedA 84] durchgeführt.

Die mannigfachen Aspekte des Problems, extern erzeugte Ionen in Fallen verschiedenen Typs einzuschließen und dort direkt einzufangen, wurden numerisch in einer Reihe von Veröffentlichungen behandelt [SchO 83, OS 82]. Diese Rechnungen sind jedoch noch nie experimentell bestätigt worden. Bisher führten erst Conradin et al. in einer sehr indirekten Weise einen solchen Einschluß durch [ConW 82]. Sie schossen einen Ionenstrahl in eine abgeschaltete rf-Falle ein und stoppten ihn darin in einer dünnen Metallfolie. Die Herstellung von Ionen kleiner Energie erfolgte anschließend durch Elektronenbeschuß der geheizten Folie bei in Betrieb befindlicher Falle. Ein Teil der so hergestellten Ionen wird durch Stöße mit einem leichten Puffergas abgekühlt. Es ist so eine Speicherung für ausgedehnte Zeiträume möglich. Verluste treten auf durch Stöße mit

schweren Restgasatomen und Aufheizung der Ionen durch Ungenauigkeiten der Elektrodenstruktur.

Der direkte Einfang thermischer Ionen wurde von Johnson et al. [JohS 86] durchgeführt. Diese Autoren stellten durch Beschuß einer Al-Platte ein Plasma her und ließen die so erzeugten thermischen Ionen in einem rf-Käfig driften, worin sie bei geeigneter Einstellung der Fallenparameter eingefangen wurden. Aus der beobachteten zeitlichen Abnahme des Signals bestimmten sie die Lebensdauer des metastabilen $3s3p\ ^3P,^1D$ -Niveaus in Al^+ zu $300\mu s$.

Der direkte Einfang eines nicht thermischen von außen in eine Falle einlaufenden Strahls wurde noch nie als erfolgreich abgeschlossen veröffentlicht.

Mit dem nachfolgend beschriebenen Verfahren ist dies erstmals erfolgreich in Bochum durchgeführt worden.

Die Grundidee ist dabei, die Ionen durch einen für sie feldfreien Raum in die Falle hinein fliegen zu lassen und diese dann einzuschalten. Das Speichern der Ionen wird somit in gewisser Weise zurückgeführt auf den Fall der im Käfig erzeugten Ladungsträger. Zu diesem Zweck erscheint eine Quadrupolfalle hinsichtlich der einzukoppelnden Hochfrequenz und der kleinen Abmessungen viel komplizierter als eine elektrostatische Zylinderfalle. Der für dieses Experiment entwickelte Käfig ist im folgenden Kap. 7.3.1 detailliert beschrieben. Informationen über die Einfangparameter, d.h. Energie des Ions im Verhältnis zum elektrostatischen Feld, Position des Ions zur Zeit des Anschaltens, usw. wurden aus Simulationsrechnungen für die Bahn geladener Teilchen gewonnen. Genaue Angaben und Beispiele folgen in Kap. 7.3.2.

7.3.1 Aufbau der verwendeten elektrostatischen Falle.

Die einfachste Version einer elektrostatischen Falle besteht, wie in Abb. 7.3.a skizziert, aus einem Zylinder mit dem Radius r_A und einem Zentraldraht mit dem Radius r_I . Dazwischen liegt die Spannung U_{an} .

Die nachfolgende Diskussion beschränkt sich auf die Bewegung eines Teilchens senkrecht zum Zentraldraht. Befindet sich ein Ion zur Zeit $t=t_0$ am Ort r_0 , so gilt für seine potentielle Energie im zylindersymmetrischen Feld zur Zeit t [Hoo 63]:

$$P = qeU \cdot \frac{\ln(r/r_0)}{\ln(r_A/r_I)} .$$

Die Energie eines Ions wird beschrieben durch

$$E = \frac{1}{2} \cdot m \cdot (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\phi}^2) + qeU \cdot \frac{\ln(r/r_0)}{\ln(r_A/r_I)} .$$

Die Bewegungsgleichung geladener Teilchen im elektrostatischen Feld lautet, mit $L = m \cdot r^2 \cdot \dot{\phi}$:

$$m \cdot \ddot{r} = \frac{L^2}{m r^3} - \frac{qeU}{\ln(r_A/r_I)} \cdot \frac{1}{r} .$$

Die Reduzierung der Differentialgleichung 2.Ordnung auf eine 1.Ordnung führt zu:

$$\frac{dr}{dt} = \left(\frac{2}{m} \right)^{0.5} \cdot [E - P_0 \cdot \ln(r/r_0) - \frac{L^2}{2mr^2}]^{0.5}$$

mit $P_0 = qeU \cdot \ln(r_A/r_I)$, und entsprechend ergibt sich für:

$$\frac{dr}{d\phi} = \left(\frac{mr^2}{L} \right) \cdot \left(\frac{2}{m} \right)^{0.5} \cdot [E - P_0 \cdot \ln(r/r_0) - \frac{L^2}{2mr^2}]^{0.5} .$$

Die Bedingung für den nächsten (r_A) bzw. fernsten (r_F) Punkt der Bahn lautet:

$$\frac{dr}{dt} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{dr}{d\phi} = 0 .$$

Dies ist äquivalent zu:

$$E - P_0 \cdot \ln(r/r_0) - \frac{L^2}{2mr^2} = 0 .$$

Daraus ergeben sich R_+ und R_- .

Die Ionen können sich auf festen Bahnen um den Zentraldraht bewegen. Sie werden in radialer Richtung entweder beschleunigt oder abgebremst, je nach den relativen Größen der anziehenden elektrischen Kraft und der Zentrifugalkraft. Die Zahl der eingefangenen Ionen hängt ab von ihrer Energie im Verhältnis zur angelegten Spannung. Ist letztere zu hoch, so fliegen die Teilchen auf den Zentraldraht, ist sie zu niedrig, gelangen sie an den äußeren Zylinder. Je nach ihrem Aufenthaltsort zum Zeitpunkt des Einschaltens und der gewählten Potentialdifferenz im Verhältnis zur Energie der geladenen Teilchen reichen die Bahnformen (Abb. 7.3.1.a) von der Kreisbahn bis zur langgestreckten Ellipse. Diese Trajektorien wurden mit dem im nachfolgenden Kap. 7.3.2 vorgestellten Simulationsprogramm berechnet.

Enthält die ursprüngliche Bewegungsrichtung auch eine Komponente parallel zum Draht, so ist diese gesondert hinzuzunehmen. Das Ion bewegt sich dann auf einer Spiralbahn entlang der z-Achse. Da der Detektor senkrecht zu dieser montiert ist, entzieht es sich aufgrund des endlichen Nachweisraumwinkels schnell der Beobachtung. Zum Nachweis von Licht, das von in der Falle befindlichen angeregten Ionen emittiert wurde oder von Ionen, die den Käfig verlassen, ist eine etwaige monotone Bewegung in z-Richtung durch geeignete Maßnahmen in eine oszillatorische zu überführen, sodaß sich die eingefangenen geladenen Teilchen in einem bestimmten Volumenelement aufhalten. Eine solche rücktreibende Kraft kann durch entsprechende Formung des äußeren Fallenzylinders (Abb. 7.3.1.b) erreicht werden. Ausgehend von einer Zentralregion, in der der äußere Zylinder parallel zum Draht verläuft, fällt er dann um einen Winkel α geneigt zum Rand hin ab. Dadurch entsteht eine in Richtung auf die Mitte hin wirkende Kraft. Liegen die Endkappen des Käfigs auf dem gleichen Potential wie die Hülle, so wird auch schon allein durch sie das elektrische Feld in der in Abb. 7.3.1.c skizzierten

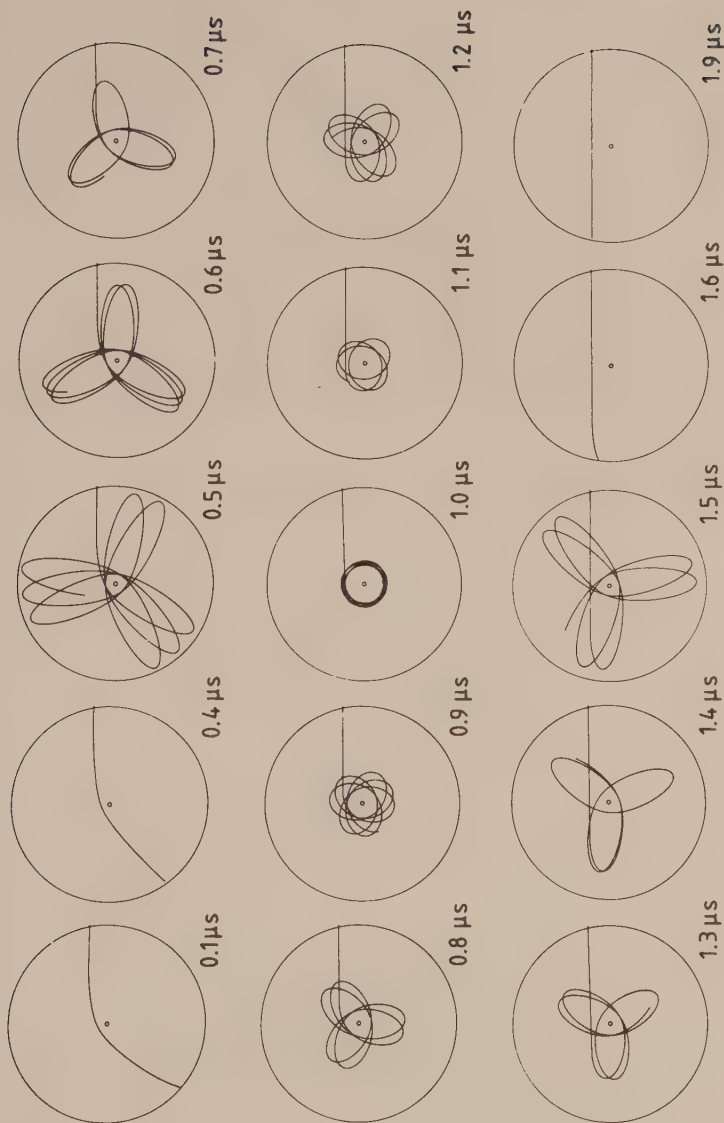


Abb. 7.3.1.a: Trajektorien von $^{20}\text{Ne}^{6+}$ -Ionen der Energie 250 eV. Die Ionen fliegen (hier von rechts) in die in der xy-Ebene dargestellte Falle hinein, die nach einer Zeit t (im Bild angegeben) mit der Potentialdifferenz $U=350\text{V}$ eingeschaltet wird.

Weise modifiziert und eine rücktreibende Kraft eingeführt.

Der Feldverlauf bei einer Anordnung mit Endkappen und Neigung der Hülle ist in Abb. 7.3.1.d schematisch dargestellt.

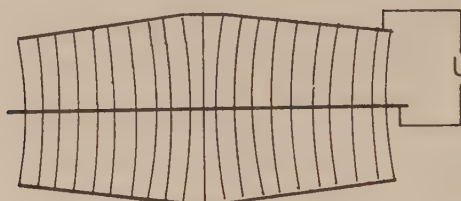


Abb. 7.3.1.b: Feldverlauf bei einer doppelt konischen Falle.

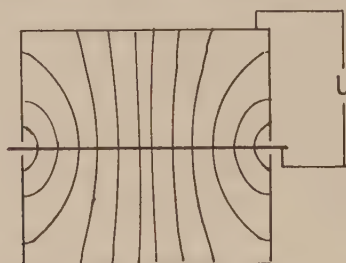


Abb. 7.3.1.c: Feldverlauf bei einer zylindrischen Falle unter Berücksichtigung der Endkappen [PriW 77, Lew 82].

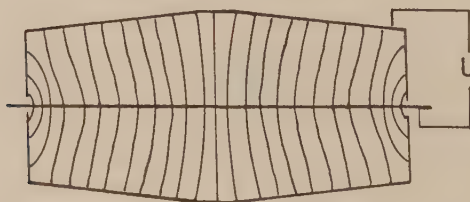


Abb. 7.3.1.d: Feldverlauf in der verwendeten Falle.

Der Einfang extern erzeugter Ionen in eine solche Falle ist mittels einer speziellen Technik realisierbar, bei

deren Entwicklung die folgenden Gesichtspunkte zu bedenken waren. Maßgebend für die Bahn eines geladenen Teilchens sind der Betrag und die Richtung seiner anfänglichen Geschwindigkeit sowie seine auf die Ebene senkrecht zum Zentraldraht (xy-Ebene) projizierte Entfernung von demselben. Es ist daher von Vorteil, die Teilchen mit möglichst kleiner Geschwindigkeit parallel zur xy-Ebene in die Zentralregion der Falle einzubringen. Dies ist dadurch zu erreichen, daß für eine gewisse vorwählbare Zeit das Potential des äußeren Zylinders (U_{FA}) gleich dem des Zentraldrahts (U_{FM}) ist und dieses der Beschleunigungsspannung (U) der Ionen entspricht ($U_{FA}=U_{FM}=U$), d.h. die geladenen Teilchen fliegen quasi in einen feldfreien Raum. Zu einer Zeit $t=t_0$ wird dann das Feld der Falle eingeschaltet und wirkt in der bereits diskutierten Weise auf die in ihr befindlichen Ionen.

Um geladene Teilchen in die Falle hineinfliegen zu lassen und vor allem auch emittiertes Licht beobachten zu können, darf der äußere Zylinder nicht massiv sein. Die Hülle besteht daher aus Drähten, die von einer Endkappe zur anderen gespannt sind. Diese Bauweise stellt zudem sicher, daß in dem Käfig das gleiche Vakuum wie in der umgebenden Kammer herrscht. Die Höhe des Einschusses über dem Zentraldraht sollte so gewählt sein, daß sich Feldstörungen aufgrund der Unzulänglichkeiten gespannter Drähte gegenüber einer massiven Konstruktion nicht gravierend auf die Bahnstabilität der eingefangenen Ionen auswirken. Für die hier verwendete Falle mit einem Radius von 50mm in der Zentralregion beträgt die Höhe 10mm über dem Zentraldraht.

Bei endlicher Divergenz des Rückstoßionenstrahls erfahren in z-Richtung driftende Ionen eine immer stärker werdende Kraft in Richtung auf die Zentralregion des Käfigs hin, um die sie oszillieren.

Die unter diesen Gesichtspunkten konstruierte und für die nachfolgend beschriebenen Messungen verwendete Falle hat das in Abb. 7.3.1.e gezeigt Aussehen.

Die Kenndaten sind:

innerer Radius (Drahtradius): 0.001m

äußerer Radius: 0.05m

Länge der Zentralregion: 0.02m

Gesamtlänge: 0.10m

Neigungswinkel der Drähte: 7°

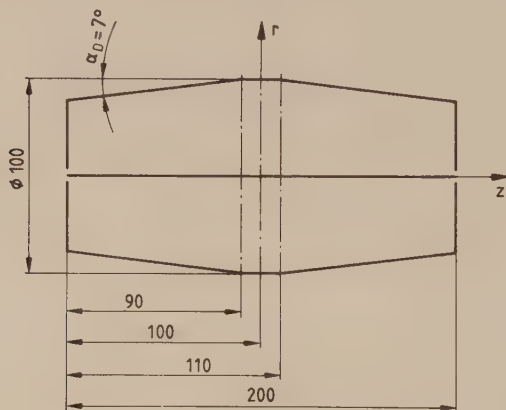


Abb. 7.3.1.e: Elektrostatistische Ionenfalle (Abmessungen in mm).

Der Einschub der Ionen in die für sie feldfreie Falle erfolgt in einer Höhe von 0.01m über dem Zentraldraht in der Ebene $z=0$, $r=0$ (Abb. 7.3.1.b).

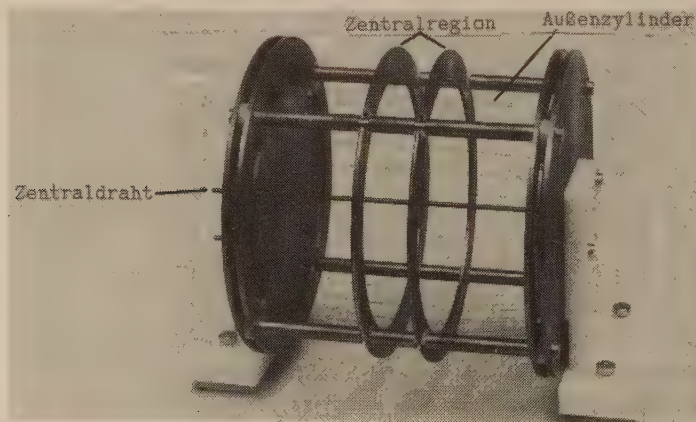


Abb. 7.3.1.f: Foto der verwendeten Falle.

7.3.2 Simulationsrechnung der Bahn geladener Teilchen in der Falle, Bahnstabilität und Einfangfenster

Die Bahn geladener Teilchen in einem logarithmischen Potential unter Berücksichtigung der durch die Drahtneigung (Kap. 7.3.1) hervorgerufenen rücktreibenden Kraft wurde durch sukzessive Berechnung kleiner Bahnelemente bestimmt. Die Schrittweite wird dem Gradienten des Potentials entsprechend angepaßt. Die Kenngrößen der Rückstoßionen (Energie, Ladungszustand, Masse, Strahldivergenz, Einschußhöhe, etc.) und der Falle (Potential, Drahtneigung, etc.) sind frei wählbar. Das Programm liefert in Abhängigkeit von all diesen Parametern den maximalen und minimalen Bahnradius, die maximale Auslenkung in z-Richtung und die Zeit, die das Teilchen in der Falle verbringt, d.h. bis es entweder den äußeren oder inneren Zylinder berührt oder aber auf einer stationären Bahn die vorgegebene Zeit erreicht.

Für Ionen der Energie $E=q_e \cdot U_{DE}$ muß beim Einschuß am äußeren und inneren Zylinder der Falle ebenfalls die Spannung U_{DE} anliegen.

Zur Zeit $t_A=0$ fliegt das betrachtete geladene Teilchen durch die Drähte in die Falle hinein, die zur vorgebbaren Zeit $t_A>0$ schlagartig eingeschaltet wird. Dies ist natürlich technisch nicht realisierbar, Zeiten zum Aufbau des Potentials im ns-Bereich müssen in Kauf genommen werden. Das gibt zu leichten Bahnstörungen Anlaß, die aber im Modell nicht berücksichtigt sind.

In Tabelle 7.3.2.a sind in Abhängigkeit von Ladungszustand q , Energie $E=q \cdot e \cdot U'$ und Divergenz α des Ionenstrahls, sowie der an der Falle anliegenden Potentialdifferenz U die Größe W angegeben. Diese ist definiert als Verhältnis der Wegstrecke, auf der das Teilchen beim Einschalten des Fallenpotentials in stabile Bahnen, d.h. solche mit Aufenthaltszeiten $>0.5\text{ms}$, eingefangen wird, zur insgesamt in der Falle zurückgelegten Distanz.

Tab. 7.3.2.a: Verhältnis W der Wegstrecke, auf der das Teilchen beim Einschalten des Fallenpotentials in stabile Bahnen eingefangen wird, zur insgesamt in der Falle zurückgelegten Distanz in Abhängigkeit von Ladungszustand q , Energie $E=q \cdot e \cdot U'$ und Divergenz α des betrachteten Ionenstrahls, sowie dem Potential U .

α	q	U'/V	U/V	U/V	U/V	U/V	U/V	U/V	U/V	U/V	U/V
			100	150	200	250	300	350	400	450	500
			W	W	W	W	W	W	W	W	W
0	1	20	0.43	0.57	0.57	0.61	0.86	0.86	0.86	0.86	0.86
5	1	20	0.43	0.57	0.57	0.56	0.68	0.71	0.71	0.71	0.86
0	1	50	0.00	0.08	0.27	0.37	0.45	0.45	0.49	0.53	0.53
5	1	50	0.00	0.18	0.27	0.37	0.45	0.45	0.49	0.51	0.53
0	5	20	0.33	0.33	0.45	0.51	0.57	0.57	0.51	0.45	0.33
5	5	20	0.33	0.33	0.45	0.51	0.57	0.57	0.45	0.39	0.33
0	5	50	0.00	0.10	0.10	0.14	0.20	0.31	0.35	0.35	0.35
5	5	50	0.00	0.05	0.10	0.14	0.20	0.24	0.31	0.31	0.31
0	10	20	0.08	0.45	0.45	0.45	0.49	0.37	0.18	0.18	0.14
5	10	20	0.14	0.37	0.37	0.31	0.22	0.18	0.14	0.14	0.14
0	10	50	0.00	0.07	0.14	0.35	0.35	0.35	0.35	0.35	0.35
5	10	50	0.00	0.07	0.14	0.14	0.20	0.20	0.20	0.20	0.20

Beispiele für die mit diesem Simulationsprogramm berechnete Bewegung geladener Teilchen im Potential der modifizierten Zylinderfalle sind in den Abb. 7.3.2.b - d gezeigt. In Abb. 7.3.2.e ist analog zu den Untersuchungen von Hooverman [Hoo 23] die Bahn des Ions in einer Ebene senkrecht zum Zentraldraht (xy -Ebene) gezeigt. Unter Annahme einer Winkelabweichung vom gradlinigen Strahlverlauf beschreibt das Teilchen in der rz -Ebene (Aufsicht auf die Falle) die in Abb. 7.3.2.f wiedergegebene Bewegung. Um eine Vorstellung von der dreidimensionalen Trajektorie zu geben, ist diese unter 45° zur xy -Ebene dargestellt (Abb. 7.3.2.g).

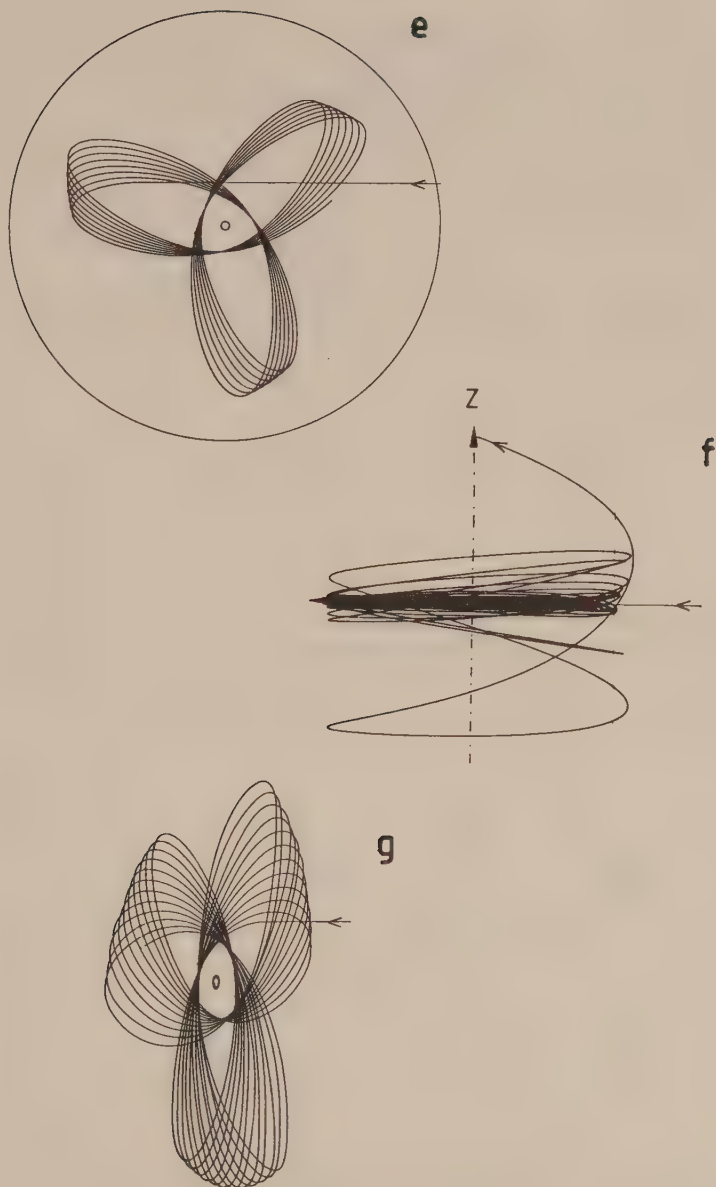


Abb. 7.3.2.e-g: Darstellung der Bahn eines geladenen Teilchens bei eingeschalteter Falle in der xy -(e) und rz -Ebene(f), sowie unter 45° zur xy -Ebene(g).

7.4 Detektor

Zum Nachweis von Lichtquanten, die von eingefangenen Ionen emittiert werden, oder von Ionen, die die Falle verlassen, werden wiederum Channeltrons des in Kap.4.4 beschriebenen Typs verwendet.

Allerdings erlaubt das für diesen Zweck eigens konstruierte Gehäuse (Abb. 7.4.a) die Montage des Detektors unter verschiedenen Winkeln in Bezug auf die Flugrichtung des einlaufenden Rückstoßionenstrahls.

Im Experiment wurden zwei Channeltrons in Richtung des Rückstoßionenstrahls (Position 0°) und unter 90° dazu eingebaut. Der Nachweisraumwinkel dieser Anordnung beträgt ungefähr 0.04 sterad.

An das Detektorgehäuse kann eine Spannung angelegt werden, die für diese Experimente $U = -50V$ betrug und damit der am äußeren Zylinder der Falle anliegenden entspricht. Dadurch wird verhindert, daß sich zwischen beiden Bauteilen ein elektrisches Feld ausbildet. Dieses könnte bei genügend großer Potentialdifferenz merklich durch die weit gespannten Drähte (Abstand $0.01m$) in den Käfig hineingreifen und Ionenbahnen großer Exzentrizität destabilisieren.

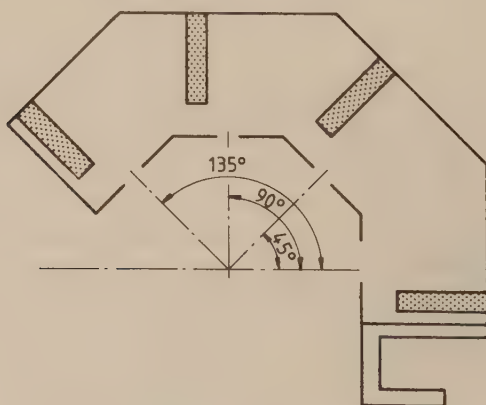


Abb. 7.4.a: In Verbindung mit der Ionenfalle benutzte Detektoranordnung. Die Channeltrons sind unter $\varphi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ zur Ebene des einlaufenden Ionenstrahls montiert.

7.5 Durchführung des Experiments

Die zum Einfang von Rückstoßionen in eine elektrostatische Falle benutzte Apparatur ist schematisch in Abb. 7.5.a dargestellt, ein Foto findet sich in Abb. 7.5.b.

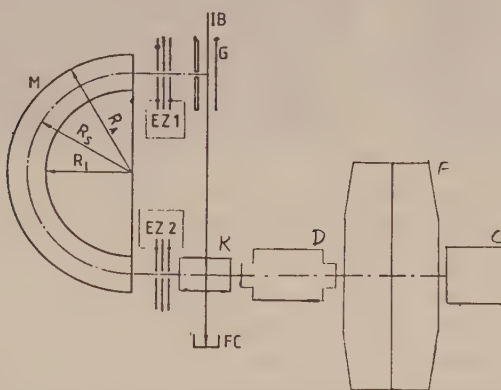


Abb. 7.5.a: Experimenteller Aufbau zum Einfang von Rückstoßionen in eine Falle: IB=Ionenstrahl, G=Gastarget, EZ1,2=Einzellinsen, M=Magnet, K=elektrischer Quadrupol, D=Driftstrecke, F=Falle, C=Detektor.

Mit Hilfe des in den vorangehenden Kapiteln eingehend beschriebenen experimentellen Aufbaus, der aus einem Gastarget (G), zwei Einzellinsen (EZ1, EZ2) und einem 180°-Sektormagneten (M) besteht, werden nach dem Verhältnis von Masse (m) zu Ionisationsgrad (q) selektierte Rückstoßionenströme mit Stärken bis zur Größenordnung von 1pA erzeugt. Diese extern hergestellten geladenen Teilchen sollen in der in Kap. 7.3 diskutierten Weise in eine elektrostatische Falle eingefangen werden. Dabei ist zu beachten, daß dies nicht kontinuierlich erfolgen kann und das Einfangfenster größer wird für kleinere Ionengeschwindigkeiten. Die dafür zusätzlich benötigten Bauteile sind in den Abschnitten 7.1 bis 7.4 beschrieben. Das Schema der Experimentdurchführung ist in Abb. 7.5.c graphisch dargestellt.

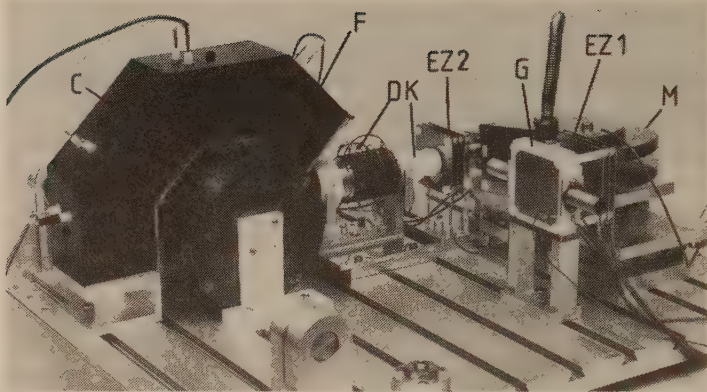


Abb. 7.5.b: Foto des Gesamtaufbaus: G=Gastarget, EZ1,2=Einzellinsen, M=Magnet, K=elektrischer Quadrupol, D=Driftstrecke, F=Falle, C=Detektor.

Rückstoßionen der Energie $E = qe \cdot U_{DE}$ benötigen eine Zeit t_F , um die Falle in Flugrichtung zu durchqueren. Daher muß ein dieser Zeit äquivalenter Teil mit dem Quadrupol (K) aus dem sekundären Ionenstrahl herausgeschnitten werden. Definiert man die Zeit, zu der der Quadrupol auf Durchlaß schaltet, mit $t=0$, so sperrt er wieder nach der einstellbaren Zeit $t=t_K$. Das so erzeugte Ionenpaket wird in der Driftstrecke (D) abgebremst und tritt in die auf Durchlaß geschaltete Ionenfalle (F) ein. Zur Zeit $t=t_{FA}$ füllt es diese entlang der Mittellinie aus. Zu diesem Zeitpunkt wird die Falle für eine frei vorwählbare Zeit $t=t_F$ eingeschaltet. Ionen, die sich nun in dem mit $\pm W$ bezeichneten Bereich (Tab. 7.3.2.e) aufhalten, werden eingefangen. Die anderen verlassen den Käfig. Zur Zeit $t_{FE} = t_{FA} + t_F$ wird die Falle wieder geöffnet. Um aus der Falle emittierte Lichtquanten oder Ionen, die nach längerem 'Aufenthalt' den Käfig verlassen, nachzuweisen, ist der Detektor so geschaltet, daß Ereignisse erst von einer Zeit $t_{EA} > t_{FA}$ ab in der Zeitspanne t_E registriert werden. Mit Hilfe eines Zeit-Impulshöhen-Wandlers (time-to-amplitude converter, TAC) wird jedem Ereignis die Zeit zugeordnet, zu der es in Bezug auf t_{EA} nachgewiesen wurde. Da die

Zeiten t_{CA} bzw. t_{FCA} bekannt sind und die Flugzeit eines Ions der Ladung q aus der Wechselwirkungszone im Gas-target bis zum Quadrupol einfach zu berechnen ist, kann jedes gemessene Ereignis in Beziehung gesetzt werden zur Entstehungszeit des Ions. Daraus ließe sich die Lebensdauer angeregter Zustände bestimmen.

Die Änderung der Spannungen an Quadrupol und Falle erfolgt mit einem speziell für diesen Zweck entwickelten Pulsgenerator. Dieser ist mit Frequenzen im Bereich von 5Hz bis 100Hz von außen ansteuerbar.

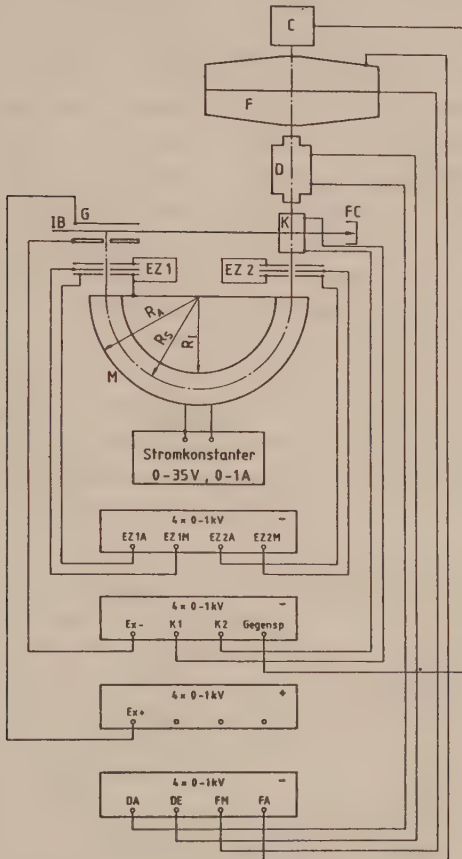


Abb. 7.5.c:
Blockschaltbild
des
Gesamtaufbaus:
G=Gastarget,
EZ1,2=Einzel-
linsen,
M=Magnet,
K=Quadrupol,
D=Driftstrecke,
F=Falle,
C=Detektor.

8. Einfang von Rückstoßionen in eine elektrostatische Falle

8.1 Funktionstest der zusätzlichen Komponenten

Zur Gewinnung qualitativer Aussagen über die Wirkungsweise der hinzugekommenen Bauteile; nämlich elektrischer Quadrupol, Driftstrecke und Falle, wird die Anzahl der mit dem Detektor registrierten Ereignisse in Abhängigkeit von der Variation der zugehörigen Potentiale beobachtet.

Die an den einzelnen Komponenten anliegenden Spannungen werden wie folgt bezeichnet: $-U_{DA}$, U_{DE} Anfang und Ende der Driftstrecke, $-U_{FA}$, U_{FM} äußerer und innerer Zylinder (Zentraldraht) des Käfigs, $-U_{K1}$, U_{K2} jeweils gegenüberliegende Plattenpaare des elektrischen Quadrupols.

Sind alle genannten Spannungen gleich der vom Rückstoßionenstrahl erfahrenen, d.h.

$$U_{DA}=U_{DE}=U_{K1}=U_{K2}=U_{FA}=U_{FM}=-200V,$$

so fliegen die geladenen Teilchen in den unter 0° stehenden Detektor.

Eine Änderung von U_{K1} (oder U_{K2} , das System ist symmetrisch) um ungefähr 10V bewirkt eine Halbierung des registrierten Stromes. Oberhalb einer Potentialdifferenz von ca. $\Delta U_K = U_{K1} - U_{K2} \approx 60V$ sperrt die Quadrupolanordnung.

Aus den in Kap. 7.3.2 angegebenen Daten geht hervor, daß, wie erwartet, Ionen um so besser eingefangen werden können, je kleiner ihre Geschwindigkeit ist. Es ist gleichzeitig zu berücksichtigen, daß der Anteil an Ionen, die bei der Abbremsung verloren gehen, mit wachsender Energiedifferenz größer wird. Testmessungen bei kontinuierlichem Durchlaß durch Quadrupol ($U_{K1}=U_{K2}=U_{DA}=-200V$) und Falle ($U_{DE}=U_{FA}=U_{FM}$) und Beobachtung unter 0° zeigen, daß bei Verminderung der Spannung U_{DE} und damit verbunden der Ionenenergie $E=q_e U_{DE}$ auf weniger als $U_{DE}=-50V$ die Verluste stark

ansteigen. Da aber das Einfangfenster für diesen Energiebereich nicht wesentlich kleiner (Tab. 7.3.2.a) als für $U_{DE}=-20V$ ist, werden die Messungen bei der Spannung $U_{DE}=-50V$ durchgeführt. Die Transmission des Aufbaus ist gut und die durch die Abbremsung verursachte zusätzliche Energieverschmierung klein. Dies geht z.B. aus dem in Abb. 8.1.a gezeigten Ladungszustandsspektrum eindeutig hervor, das am Stoßsystem $44MeV \text{ } ^{63}Cu^{10+} + Ne$ aufgenommen wurde. Zwar sind die beiden Neon-Isotope vom Ladungszustand $q=3+$ ab nicht mehr getrennt, aber Linien, die zu Neon-Rückstoßionen bis einschließlich zum Ionisationsgrads $q=7+$ gehören, treten deutlich hervor.

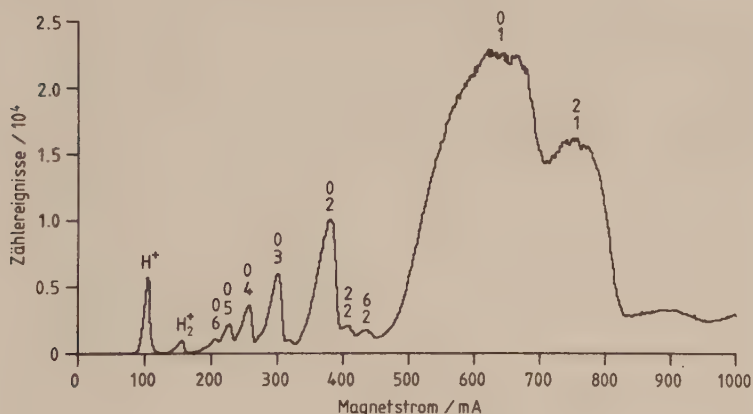


Abb. 8.1.a: Ladungszustandsspektrum des Stoßsystems

$44MeV \text{ } ^{63}Cu^{10+} + Neon (0q-20Ne^{q+}, 2q-22Ne^{q+})$.

Werden $U_{K1}=U_{K2}=U_{DA}=-200V$ und $U_{DE}=U_{FA}=-50V$ festgehalten, und wird die Spannung des Zentraldrahts U_{FM} ausgehend von $U_{FM}=-50V$ erhöht bzw. erniedrigt, so nimmt die Zahl der registrierten Ionen ab, weil sie dann entweder gegen ein für sie positives Potential anlaufen müssen oder auf den Draht hin beschleunigt und damit aus der Sollbahn abgelenkt werden.

8.2 Einstelldaten des Pulsgenerators

Das Verfahren zum Einfang von Ionen in die Falle ist bereits in den Kap. 7.3 und 7.5 dargelegt und wird hier der Übersicht halber nur kurz skizziert (Abb. 8.2.a).

Mit Hilfe des Quadrupols wird aus dem kontinuierlichen ladungszustandsselektierten Rückstoßionenstrahl ein Ionenbündel herauspräpariert, das in seiner Länge mindestens dem Fallendurchmesser entspricht. Dazu wird die an einem Plattenpaar sonst anliegende Spannung $U_K=0V$ für eine im Bereich $1\mu s \leq t_K \leq 10\mu s$ frei wählbare Zeit auf $U_K=-200V$ abgesenkt. Im Experiment war die maximale Zeit t_K , d.h. $t_K=10\mu s$, eingestellt. Die durchgelassenen Ionen werden anschließend in der Driftstrecke von $U_{DE}=-200V$ auf $U_{DE}=-50V$ abgebremst und fliegen dann in den für sie feldfreien Käfig hinein. Wenn die Ionen den Käfig in Bewegungsrichtung ausfüllen, was z.B. für Ne^{5+} -Ionen im Zeitraum von ca. $5\mu s$ bis $13\mu s$ nach Öffnen des Quadrupols der Fall ist, wird der Käfig zur Zeit t_{FA} eingeschaltet, d.h. der Zentraldraht ausgehend von $U_{FM}=-50V$ auf ein negatives Potential von bis zu $U_{FM}=-500V$ gelegt. Nach der im Bereich $10\mu s < t_F < 100ms$ vorwählbaren Zeit t_F wird U_{FM} auf $U_{FM}=0V$ angehoben, so daß eventuell noch in der Falle befindliche Ionen diese verlassen. Für den Einfang von Ne^{5+} -Ionen betrug $U_{FM}=-350V$ bzw. $U_{FM}=-450V$. Dieser Zyklus wiederholt sich mit einer Frequenz von maximal 90Hz, welche in diesem Experiment Verwendung fand.

Zum Betrieb des Pulsers ist dabei folgendes anzumerken: Sowohl die Präparation des Ionenbündels als auch das An- und Ausschalten des am Zentraldraht anliegenden Potentials erfordert Spannungsänderungen von 0V auf -200V bzw. 0V auf bis zu -500V im ns-Bereich. Daraus resultieren Störungen im Vorverstärker des Detektors, die eine Messung im Bereich von $4\mu s$ nach dem jeweiligen Schaltvorgang nicht zulassen. Insgesamt können daher Ereignisse erst ab ca. $15\mu s$ nach dem Einschalten der Falle, d.h. $t=t_{CA}=20\mu s$ nach Öffnen des Quadrupols,

nachgewiesen werden. Zum Durchqueren der feldfreien Falle benötigen z.B. $^{20}\text{Ne}^{5+}$ -Ionen nur etwa $2\mu\text{s}$, das vom Quadrupol durchgelassene Ionenbündel erreicht den Detektor also nach $5\mu\text{s}$ bis $15\mu\text{s}$. Das bedeutet, daß eine gemessene Zählrate in direktem Zusammenhang mit eingefangenen Ionen steht. Jedem Ereignis wird unter Verwendung eines "time-to-amplitude converters" (TAC) die Zeit t_c zugeordnet, zu der es in Bezug auf eine Zeit t_{ca} , die hier gleich $15\mu\text{s}$ nach Anschalten der Falle bzw. $20\mu\text{s}$ nach Beginn des Durchlassens des Ionenbündels ist, registriert wurde.

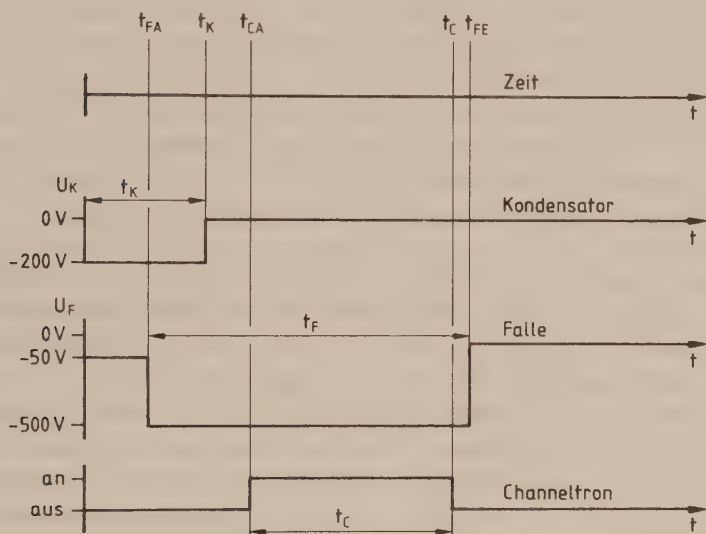


Abb. 8.2.a: Schema des Pulsbetriebs: U_K , U_F =Spannungen an Quadrupol und Falle, t_{KA} , t_{FA} , t_{CA} bzw. t_{KE} , t_{FE} , t_{CE} =An- bzw. Ausschaltzeiten von Quadrupol K, Falle F, Channeltron C-
 t_K , t_F , t_C =Betriebsdauer der drei Komponenten.

8.3 Abschätzung der im Experiment zu erwartenden Ereignisraten

Anhand der im vorangehenden Abschnitt angegebenen Einstelldaten wird für den im Experiment verwendeten Ne^{5+} -Rückstoßionenstrahl eine Abschätzung der zu erwartenden Ereignisrate vorgenommen.

Bei Verwendung der geschlossenen Targetkonfiguration (Kap. 4.2) mit einem Gasdruck von 1.3mbar vor der Nadel und mit einem 28MeV- Cu^{12+} -Primärstrahl der Stärke $I_{\text{p}}=300\text{nA}$ stehen abgeschätzt ca. $3 \cdot 10^6$ Ne^{5+} -Ionen pro Sekunde zur Verfügung. Bei günstigen Bedingungen, d.h. $I_{\text{p}}=1\mu\text{A}$, sagt die Extrapolation eine Herstellung von 10^6 Ionen pro Sekunde voraus. Der Quadrupol schneidet aus diesem kontinuierlichen Strahl ein 'Bündel' mit einer $10\mu\text{s}$ äquivalenten Länge heraus. Die Flugzeit eines Ions durch die Falle beträgt $2\mu\text{s}$. Pro Zyklus fliegen also im günstigsten Fall ca. 10 Ionen in Richtung auf den Käfig, von denen sich zwei zur Einschaltzeit im Bereich der Falle befinden. Setzt man die Einfangwahrscheinlichkeit entsprechend der Tab. 7.3.2.a mit 50% an und betreibt den Käfig mit einer Frequenz von 90Hz, so sind ca. 90 Ionen/s in der Falle zu erwarten. Die Flugzeit der Ionen vom Gastarget in die Falle beläuft sich auf rund $10\mu\text{s}$. Nach dieser Zeit sind im sekundären Ionenstrahl nur noch metastabile Anregungszustände vorhanden, deren Anteil aus den Angaben in [HagK 86] auf ca. 5% der ehemals angeregten Ionen geschätzt wird. Unter diesen Annahmen befinden sich ca. 4.5 angeregte Ionen/s in der Falle. Bei isotroper Aussendung des Lichts und einem Nachweisraumwinkel von 0.04 sterad, sowie einer Empfindlichkeit für UV-Strahlung von 10%, ist im günstigsten Fall rein rechnerisch eine auf Photonen zurückzuführende Ereignisrate von 0.0015/s zu erwarten. Es sind daher Meßzeiten von mindestens 10h angezeigt.

Es ist weiterhin zu bedenken, daß angeregte Ionen außer durch die Emission von Licht auch durch Autoionisation

oder Stöße mit dem Restgas in den Grundzustand übergehen können. Der letztgenannte Prozeß kann die anfänglich stabile Bahn eines Ions derart ändern, daß es durch Berührung mit der einen oder anderen Elektrode verloren geht, und verkürzt so die Verweilzeit der Ionen in der Falle. Bei einem Restgasdruck von ca. $2 \cdot 10^{-6}$ mbar in der Kammer und damit verbunden in der Falle beträgt die mittlere freie Weglänge der Ionen 120m, die für Ne^{5+} -Ionen der Energie $E=5e \cdot 50V$ äquivalent zu 2.4ms ist.

8.4 Einfang extern erzeugter Ionen in den Käfig

Der Pulsgenerator wurde entsprechend den angegebenen Werten eingestellt und Messungen mit einem $^{20}\text{Ne}^{5+}$ -Rückstoßionenstrahl aufgenommen.

Durch Tests der Apparatur unter Betriebsbedingungen, lediglich ohne Durchlaß durch den elektrischen Quadrupol, ist sichergestellt, daß die registrierten Zählereignisse eindeutig mit im Käfig befindlichen Ionen in Verbindung stehen.

Die gemessene Impulshöhenverteilung ist in Abb. 8.4.a schematisch dargestellt.

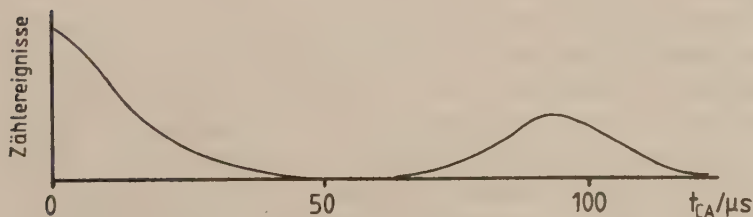


Abb. 8.4.a: Bei Fallenbetrieb gemessene Ereignisraten aufgetragen gegen die über den TAC zuzuordnende Zeit.

Beginnend mit $t_{ca}=0$, entsprechend $t=20\mu s$ nach dem Öffnen des Quadrupols, bis zu ca. $t_{ca}=20\mu s$ ($t=40\mu s$) fällt die Zählrate monoton ab. Dies hat seine Ursache zum einen im Übergang angeregter Ionen in den Grundzustand unter Emission von Licht. Zum anderen handelt es sich mutmaßlich um Ionen, die sich auf sehr exzentrischen Bahnen im Käfig bewegten und dann aufgrund von Unzulänglichkeiten des elektrischen Feldes in der Nähe des inneren Drahtes bzw. des äußeren Drahtzylinders oder aber durch Stöße mit dem Restgas derartige Bahnstörungen erlitten, daß sie die Falle verließen. Beide Mechanismen lassen eine monotone Abnahme der Zählrate, wie ja auch beobachtet, erwarten.

Der zweite, quasi diskrete Peak im Bereich von ungefähr $60\mu s \leq t \leq 120\mu s$ ist daher schwierig zu interpretieren. Er ist eindeutig mit eingefangenen Ionen korreliert, da er unter Betriebsbedingungen, aber mit ständig auf Sperrschaltung stehendem Quadrupol, nicht auftritt. Des weiteren verringert sich seine Intensität bei vermindertem Rückstoßionenstrom.

Es ist mit dieser Methode nicht zu unterscheiden, ob die Peaks nur von emittiertem Licht herrühren, bzw. welchen Anteil an Ionen sie enthalten.

Eine Messung von Lebensdauern ist aufgrund der kleinen Zählraten und der für diesen Zweck zu geringen Verweilzeiten der Ionen im Käfig noch nicht möglich. Nach Durchführung einiger baulicher Veränderungen, sowohl die verwendete Apparatur als auch die Präparation des Projektilstrahls betreffend, sollte dieses Ziel aber durchaus erreichbar sein.

Die wesentliche Voraussetzung für ein derartiges Experiment ist der hier demonstrierte Einfang extern erzeugter Ionen in eine Falle, der bisher von anderen Autoren [SchO 83, OS 82] nur theoretisch behandelt oder sehr indirekt und nicht universell einsetzbar verwirklicht [ConW 82, JohS 86] wurde. Damit wurde die Grundlage für weitergehende Experimente geschaffen.

9. Zusammenfassung und Ausblick

Es wurde eine Apparatur zur Erzeugung und Extraktion von Rückstoßionen aufgebaut, die vielseitig verwendbar ist.

Nach systematischer Untersuchung des Einflusses der Extraktionsspannung auf die Energieverschmierung der Rückstoßionen und Einbringen geeigneter Fokussierungselemente besitzt das Gerät ein gutes Auflösungsvermögen. Neon-Rückstoßionen in den Ladungszuständen $q=1$ bis $q=9$ wurden nachgewiesen und die beiden Isotope (^{20}Ne , ^{22}Ne) bis einschließlich zum Ionisationsgrad $q=6$ getrennt.

Ferner wurde die Abhängigkeit der Anzahl der erzeugten Rückstoßionen vom Gasdruck, sowie von Energie und Ladungszustand des Projektils untersucht.

Der Einsatz der offenen Targetkonfiguration erlaubt die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die Herstellung von Neon-Rückstoßionen. Die Messung erfolgte am den Stoßsystemen $\text{Cu}^{12+} + \text{Neon}$ bei 28 MeV und $\text{N}^{2+} + \text{Neon}$ bei 0.7 MeV. Entsprechende Umladungsprozesse sind anderswo nur für wesentlich größere oder kleinere Projektilgeschwindigkeiten beobachtet worden. Die hier gewonnenen Daten stellen somit ein Bindeglied zwischen den bislang bearbeiteten Bereichen dar. Sie erlauben u.a. eine Ausdehnung des Vergleichs zwischen gerechneten und gemessenen reduzierten Netto-Ionisationswirkungsquerschnitten zu kleineren reduzierten Energien hin. Die hier zur Verfügung stehenden Projektilenergien liegen in dem theoretisch besonders schwer zu behandelnden Bereich. Daher existieren keine umfassenden Berechnungen der Netto-Ionisations- und ladungsspezifischen Wirkungsquerschnitte. Die experimentellen Ergebnisse werden deshalb mit Daten, die bei höheren Energien gewonnen und auf die hier verwendete skaliert wurden, verglichen. Sowohl bei Anpassung nach der sich aus der Theorie ergebenden als auch nach der semiempirisch ermittelten Vorschrift treten Diskrepanzen zum Experi-

ment auf, die im allgemeinen deutlich außerhalb der für die Theorie angegebenen großen Fehler von 50% liegen. Dies offenbart die Unzulänglichkeit der Theorie.

Die vorliegenden Untersuchungen bleiben aufgrund der begrenzten Feldstärke des verwendeten Sektormagneten auf das Targetgas Neon beschränkt. Der Einsatz eines stärkeren Magneten ($B_{max} > 0.2T$) würde die Ausdehnung der Messungen auf schwerere Targetgase (Ar, Xe) gestatten.

Ein anderes Anwendungsgebiet ist die Untersuchung molekularer Targetgase. Solche Messungen wurden erstmals von Tawara et al. 1986 [TawT 86] am Stoßsystem $Ar^{q+} + N_2$ (bzw. CH_4) bei 1.05 MeV/amu durchgeführt. Die dabei beobachtete Verschiebung der zu atomaren N^{q+} -Ionen gehörenden Linien im Vergleich zu denen aus Einzelatomtargets (Edelgastargets, hier Ar) zu größeren Energien hin tritt bei entsprechenden C^{q+} -Linien nicht auf. Das läßt Rückschlüsse auf die Produktionsmechanismen zu. Es legt die Vermutung nahe, daß die N^{q+} -Ionen aufgrund der Coulombexplosion eines mehrfach geladenen molekularen Ions, das durch Wechselwirkung mit dem hochgeladenen Projektilstrahl erzeugt wurde, eine relativ hohe kinetische Energie besitzen. Die Ladung sollte dabei ungefähr gleich auf die entstehenden atomaren Ionen verteilt sein. Dagegen scheint sich die Energie des $(CH_4)^{q+}$ -Ions hauptsächlich auf die Protonen zu verteilen, das C^{q+} -Ion wird kaum beeinflusst. Die Experimente zeigen, daß in energiereichen Stößen zwischen Schwerionen und Molekülen zahlreiche, z.T. mehrfach geladene molekulare und atomare Ionen erzeugt werden können. Sie stellen ein geeignetes Mittel zur Untersuchung der Eigenschaften mehrfach geladener Ionen, wie z.B. der Dissoziationsmechanismen, dar. Apparative Voraussetzung ist auch für diese Messungen ein gutes Auflösungsvermögen, was für die in Bochum aufgebaute Anordnung zutrifft. Des weiteren eröffnen die beiden vorhandenen Beschleuniger die Möglichkeit, Projektile sehr unterschiedlicher Energien und Ionisationszustände zu verwenden und daher die Produktionsmechanismen von Rückstoßionen aus molekularen Targets systematisch in

Abhängigkeit von diesen Parametern zu untersuchen.

Die Verwendung der geschlossenen Targetkonfiguration ermöglicht die Herstellung von Rückstoßionenströmen niedriger bis mittlerer Ionisationsgrade in der Größenordnung von pA. Dies reicht noch nicht zur Bestimmung von Lebensdauern in Ne-Rückstoßionen aus. Als bemerkenswertes Zwischenergebnis konnte aber schon mit dem Prototyp eines dafür benötigten Aufbaus die unverzichtbare Voraussetzung für ein derartiges Experiment, der Einfang extern erzeugter Ionen in einen elektrostatischen Käfig, demonstriert werden.

Weitere wichtige Schritte in Richtung auf die Bestimmung von Lebensdauern wären: der Einsatz eines großflächigen Detektors zur Vergrößerung des Nachweisraumwinkels, die Verwendung einer Falle größerer Abmessungen, wodurch die Zone stabiler Bahnen und damit verbunden die Zahl der gespeicherten Ionen vermehrt würde, oder die Benutzung eines anderen Fallentyps, der aber in der Handhabung komplizierter ist und höheren technischen Aufwand erfordert. Eine weitere Verbesserung brächte das Einbringen der Falle in eine eigene Vakuumkammer, die über eine differentielle Pumpstufe mit der Hauptkammer verbunden ist. Der dort mögliche niedrigere Druck reduziert die Verluste an Rückstoßionen durch Stöße mit dem Restgas. Der augenfällig einfachste Punkt, die vermehrte Erzeugung von Rückstoßionen durch Erhöhung von Gasdruck und Stärke des Primärstrahls, sei hier zuletzt diskutiert. Ein höherer Gasvordruck als der im Experiment eingestellte führt zu entsprechendem Anstieg des Kammerdrucks und damit verbunden neben höherer Rekombination auch zu größeren Verlusten an Ionen durch Stöße mit dem Restgas. Diese Maßnahme scheidet somit aus. Bei der Änderung des Primärstrahls ist zu berücksichtigen, daß die Anzahl der erzeugten Rückstoßionen linear von der Teilchenzahl abhängt und -im untersuchten Energiebereich- ungefähr proportional zu $p^{1,5}/\sqrt{E}$ ist, wobei p bzw. E den Ionisationsgrad und die Energie des Projektilstrahls bezeichnen. Messungen wurden u.a. mit einem Cu^{12+} -Ionenstrahl bei 28 MeV

durchgeführt. Dazu werden die vom Beschleuniger gelieferten Cu^{6+} -Projektilionen von 28 MeV in einer Gaszelle ("2.Stripper") nachgestrippt und aus der erzielten Verteilung der gewünschte Ladungszustand selektiert. Es standen im Experiment bis zu $1 \mu\text{A}$ Cu^{12+} -Ionen zur Verfügung. Für höhere Ionisationsgrade ($p \geq 13+$) sinkt der Strom erheblich ab, für niedrigere ist die Teilchenzahl zwar etwas größer, aber die Ausbeute insgesamt aufgrund der p^{12+} -Abhängigkeit kleiner. Eine wesentliche weitere Steigerung der primären Teilchenzahl ist angesichts des schon erreichten hohen Standes nicht absehbar. Es bleibt, den Ladungszustand zu erhöhen, was durch Umbau des Strippers und Verwendung einer Folie anstatt oder zusammen mit der Gaszelle erreichbar ist. Bei den angegebenen Projektilströmen haben glow-discharge-Folien (Kohlenstoff-Folien, die durch Zersetzung (cracken) eines Kohlenwasserstoffgases in einer Glimmentladung hergestellt werden) Standzeiten von wenigen Stunden, sie müssen daher austauschbar sein. Dafür wäre eine Steigerung des primären Ionisationsgrads auf z.B. Cu^{18+} ohne weiteres möglich. Noch höhere Ladungszustände -z.B. U^{44+} am UNILAC Beschleuniger der GSI Darmstadt- wären im Hinblick auf die Erzeugung von Rückstoßionen noch effektiver, aber leider stehen sie nur bei wesentlich größeren Energien (1.4 MeV/amu) und meist auch erheblich kleineren Strahlströmen zur Verfügung, sodaß unter Berücksichtigung der diversen Abhängigkeiten nichts gegenüber dem in Bochum Erreichten gewonnen wird. Zusammenfassend bleibt festzuhalten, daß mit dem vorgestellten Aufbau ohne apparative Änderung molekulare Targets untersucht und nach Einbau eines um einen Faktor zwei stärkeren Magneten Wirkungsquerschnitte auch schwererer Targetgase als bisher gemessen werden können. Ein Umbau des 2. Strippers zur Erhöhung der Intensität des Primärstrahls und eine Vergrößerung der Falle zur Erweiterung des Bereichs stabiler Bahnen lassen nach den hier durchgeführten Voruntersuchungen die Bestimmung von Lebensdauern metastabiler Niveaus aussichtsreich erscheinen.

Literaturverzeichnis

- BecB 84 - W. Becker, W. Blatt, G. Werth
aus: Precision Measurements and Fundamental
Constants II
B.N. Taylor, W.D. Phillips, Eds.
Natl. Bur. Stand. (U.S.) Spec Publ. 617 (1984)
- Bet 30 - H. Bethe
Ann. Phys. 5 (1930) 325-3
- BocJ 68 - B.J.K. Bockasten, K.B. Johanssen
Arkiv Fysik 38 (1968) 563
- CarF 56.- R.J. Carbone, E.N. Fuls, E. Everhart
Phys. Rev. 102 (1956) 1524
- CheK 79 - K.T. Cheng, Y.-K. Kim, J.P. Desclaux
At. Data Nucl. Data Tables 24 (1979) 111
- Cla 30 - P. Clausing
Zeitschr. f. Phys. 66 (1930) 471
- Cla 62 - P. Clausing
Physica 28 (1962) 298-302
- Coc 79.-.C.L. Cocke
Phys. Rev. A20 (1979) 749-758
- CocI 80.-.C.L. Cocke, H. Ingwersen, B. Kolb,
H. Schmidt-Böcking, R. Schuch
Jahresbericht MPI Heidelberg, 1980
- ConW 82 - J. Conradin, G. Werth
Appl. Phys. B29 (1982) 89-92

- Dah 73 - P. Dahl
Introduction to Electron and Ion Optics,
Academic Press, New York, 1973
- DanT 78 - W. Dankwort, E. Trefftz
Astron. Astroph. 65 (1978) 93
- Deh 69 - H.G. Dehmelt,
Atomic Physics, Eds. B. Bederson, V.W. Cohen,
F.M.J. Pichanick,
Plenum Press, New York (1969) 475-486
- Fri 86 - W. Fritsch, private Mitteilung, 1986
- FriM 80 - J. Fricke, A. Müller, E. Salzborn
Nucl. Instr. Meth. 175 (1980) 379-384
- FulJ 57 - E.N. Fuls, R.P. Jones, F.P. Ziemba,
E. Everhart
Phys. Rev. 107 (1957) 704-710
- GorD 83 - Yu.S. Gordeev, D. Dijkamp, A.G. Drentje,
F.J. deHeer
Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1842-1845
- GraC 80 - T.J. Gray, C.L. Cocke, E. Justiniano
Phys. Rev. A22 (1980) 849-855
- GroM 83 - W. Groh, A. Müller, A.S. Schlachter,
E. Salzborn
J. Phys. B16 (1983) 1117-2015
- HarR 76 - E. Harting, F.H. Read
Electrostatic Lenses
Elsevier Scientific Publishing Company, 1976

HagK 86 - S. Hagman, S. Kelbch, C.L. Cocke, P. Richard,
A. Skulartz, H. Schmidt-Böcking, R. Schuch,
E. Johnson, M. Meron, K. Jones
Phys. Rev. A34 (1986) 2897-2910

Hec 77 - P.H. Heckmann
Elektronen- und Ionenoptik
Vorlesung, Bochum WS 1977/78

HecT 80 - P.H. Heckmann, E. Träbert
Einführung in die Spektroskopie der
Atomhülle, Vieweg, Braunschweig, 1980

Hoo 63 - R.H. Hooverman
J. Appl. Phys. 34 (1963) 3505

HooH 62 - J.W. Hooper, D.S. Harmer, D.W. Martin,
F.W. McDaniel
Phys. Rev. 125 (1962) 2000-2004

HooH 61 - J.W. Hooper, E.W. McDaniel, D.W. Martin,
D.S. Harmer
Phys. Rev. 121 (1961) 1123-1127

Hub 84 - G. Hubricht, private Mitteilung, 1984

Huc 83 - R. Hucke
Staatsexamensarbeit Bochum, 1983 (unveröff.)

IffW 76 - R. Iffländer, G. Werth
(1976)

IliA 59 - R.N. Il'in, V.V. Afrosimov, N.V. Federenko
JETP 8 (1959) 29-34

JanH 81 - R.K. Janev, P. Hvelplund
Comm. At. Mol. Phys. 11 (1981) 75-89

- JanP 85 - R.K. Janev, L.P. Presnyakov, V.P. Shevelko
Physics of Highly Charged Ions
Springer Verlag, Berlin, 1985
- JohS 86 - B.C. Johnson, P.L. Smith, W.H. Parkinson
Astroph. J. (1986) (im Druck)
- KelP 73 - R.L. Kelly, L.J. Palumbo
Atomic and Ionic Emission Lines below 2000Å
Hydrogen through Krypton
NRL, Washington, 1973
- Kin 23 - K.H. Kingdon
Phys. Rev. 21 (1923) 408
- KnuH 83 - H. Knudsen, P. Hvelplund, L.H. Andersen,
S. Bjørnelund,
M. Frost, H.K. Haugen, E. Samsø
Phys. Scr. 13 (1983) 101
- Kol 62 - R. Kollath
Teilchenbeschleuniger
Vieweg, Braunschweig, 1962
- LemD 85 - L.J. Lembo, K. Danzmann, Ch. Stoller,
W.E. Meyerhof, T.W. Hänsch
Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 1874-1876
- Lew 82 - R.R. Lewis
J. Appl. Phys. 53 (1982) 3975-3980
- MacW 72 - J.R. Macdonald, L. Winters, M.D. Brown,
T. Chiao, L.D. Ellsworth
Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1291-1295
- MaiW 73 - F.G. Major, G. Werth
Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1155

- Man 85 - R. Mann
Semiclassical Descriptions of Atomic and
Nuclear Collisions, Herausgeber J. Bang,
J. De Boer,
North-Holland, Amsterdam, 1985
- Man 83 - R. Mann, private Mitteilung, 1983
- Man 77 - R. Mann, GSI Jahresbericht (1977) 111
- MarP 82 - R. Marrus, M. Prior, C.R. Vane
Nucl. Instr. Meth. 202 (1982) 171
- Mas 84 - L. Massonnne, private Mitteilung, 1984
- McCK 68 - M.P. McCaughy, E.J. Knystautas, H.C. Hayden,
E. Everhart
Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 65-66
- MowP 72 - J.R. Mowat, .D.J. Pegg, R.S. Peterson,
P.M. Griffin, I.A. Sellin
Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1577-1579
- MühN 76 - H.P. Mühlethaler, H. Nussbaumer
Astron. Astroph. 48 (1976) 109
- Mül 82 - H.R. Müller, Diplomarbeit Bochum, 1982
- Mül 61 - K.G. Müller
Vakuumtechnische Berechnungsgrundlagen
W.C. Heraeus GmbH, Verlag Chemie GmbH,
Weinheim, 1961
- OS 82 - C.-S. O, H.A. Schuessler
Appl. Phys. B27 (1982) 129-135
- Ols 79 - R.E. Olson
J. Phys. B12 (1979) 1843

- PauO 58 - W. Paul, O. Osberghaus, E. Fischer
Forschungsber. Wirtsch. Verkehrsministeriums
NRW No.415, 1958
- PivL 67 - L.I. Pivovarov, Yu.Z. Levchenko
Sov. Phys. (JETP) 25 (1967) 27-30
- PraO 69 - L. Prandtl, K. Oswatitsch, K. Wieghardt
Führer durch die Strömungslehre
Vieweg, Braunschweig, 1969
- PriW 77 - M.H. Prior, E.C. Wang
Atomic Physics 5 (1977) 125-145
- PriS 71 - M.H. Prior, H.A. Shugart
Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 902
- SchB 83 - A.S. Schlachter, K.H. Berkner, H.F. Beyer,
W.G. Graham, W. Groh, R. Mann, A. Müller,
R.E. Olson, R.V. Pyle, J.W. Stearns,
J.A. Tanis,
Phys. Scr. 13 (1983) 153-158
- SchB 81 - A.S. Schlachter, K.H. Berkner, W.G. Graham,
R.V. Pyle, P.J. Schneider, K.R. Stalder,
J.W. Stearns, J.A. Tanis, R.E. Olson
Phys. Rev. A23 (1981) 2331-2339
- SchF 69 - H.A. Schuessler, E.N. Fortson, H.G. Dehmelt
Phys. Rev. 187 (1969) 5
- SchG 82 - A.S. Schlachter, W. Groh, A. Müller,
H.F. Beyer, R. Mann, R.E. Olson
Phys. Rev. A26 (1982) 1373-1377
- Sch 84 - R. Schuch, private Mitteilung, 1984
- SchO 83 - H.A. Schuessler, C.-S. O, H.S. Lakkaraju
Phys. Scr. 13 (1983) 27-34

- Sel 76 - I.A. Sellin
Adv. At. Mol. Phys. 12 (1976) 215-279
- SelE 77 - I.A. Sellin, S.B. Elston, J.P. Forester,
P.M.Griffin, D.J. Pegg, R.S. Peterson,
R.S. Thoe, C.R. Vane, J.J. Wright,
K.-O. Groeneveld, R. Laubert, F. Chen
Phys. Lett. 61A (1977) 107-110
- SelF 77 - I.A. Sellin, H.J. Frischkorn, D. Rosich,
S. Schumann, Gy. Szabo, K.O. Groeneveld,
R. Mann
GSI-Jahresbericht (1977) 111
- SolI 62 - E.S. Solov'ev, R.N. Il'in, V.A. Oparin,
N.V. Federenko
JETP 15 (1962) 459-464
- SpiK 76 - R.A. Spicuzza, Q.C. Kessel
Phys. Rev. A14 1976 630-637
- SteS 78 - W. Steckelmacher, R.Strong, M.W. Lucas
J. Phys. D11 (1978) 1553-1566
- TawT 86 - H. Tawara, T. Tonuma, H. Shibata, M. Kase,
T. Kambara, S.H. Be, H. Kumagai, I. Kohno
Phys. Rev. A33 (1986) 1385-1388
- TonK 84 - T. Tonuma, M. Kase, T. Kambara, H. Kumagai,
T. Matsuo, J. Urakawa, H. Shibata,
J. Takahashi, S. Özkök, S.H. Be, I. Kohno,
H. Tawara
J. Phys. B17 (1984) L317-L321
- Val 76 - VALVO Entwicklungsmittelungen
Firmenschrift, 1976

- VedA 84 - M. Vedel, J. Andrä, G. Brincourt, Y. Zerega,
J.P. Schermann
Appl. Phys. B34 (1984) 229-235
- Wer 85 - G. Werth
Contemp. Phys. 26 (1985) 241-256
- Wex 64 - S. Wexler
J. Chem. Phys. 41 (1964) 1714-1719
- WueS 59 - R.F. Wuerker, H. Shelton, R.V. Langmuir
J. Appl. Phys. 30 (1959) 342
- WutA 82 - M. Wutz, H. Adam, W. Walcher
Theorie und Praxis der Vakuumtechnik
Vieweg, Braunschweig, 1982

Danksagung

Ich danke allen, die durch konstruktive Kritik, Bereitschaft zur Diskussion, Unterstützung in technischer und experimenteller Hinsicht sowie durch ihr menschliches Verständnis zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Aus diesem Kreis möchte ich besonders meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. P.H. Heckmann, meinen Dank aussprechen für sein Interesse und sein Bemühen um diese Arbeit.

Herrn Dr. E. Träbert danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und seine vielfältige Unterstützung.

Des weiteren möchte ich den Herren G. Hubricht und G. Möller danken für ihre Hilfsbereitschaft und ihren Einsatz nicht nur bei Meßzeiten.

Zu Dank verpflichtet bin ich der feinmechanischen (Leitung K. Becker) und der elektronischen (Leitung B. Niesler) Werkstatt für die sorgfältige Anfertigung der apparativen Komponenten und den Bau der benötigten Elektronik sowie den Operateuren im Beschleunigerlabor, die nicht nur hohe Projektilstrahlströme, sondern häufig auch Arbeitsmittel bereitstellten.

Lebensbild

Heike Hellmann

geboren am	26. September 1957
in	Herne
Familienstand	ledig
Staatsangehörigkeit	deutsch

Schulbildung

1964-1968	Grundschule in Bochum
1968-1977	Schiller-Schule, städt. Gymnasium zu Bochum

Prüfungen	
23. Mai 1977	Abitur

Hochschule	Studium im Fach Physik an der Ruhr-Universität Bochum
1977-1983	mit dem Studienziel Diplom
1983-1987	mit dem Studienziel Promotion

Prüfungen	
15. Oktober 1979	Vordiplom im Fach Physik
Februar 1981	Fächerprüfung
4. Oktober 1983	Diplom im Fach Physik
	Thema der Arbeit: Untersuchung von $\langle \Delta n = 0 \rangle$ -über- gängen in Mg^{2+} durch Ionenstrahlspektroskopie

